COMITETUL DE STAT PENTRU ENERGIA NUCLEARĂ
INSTITUTUL CENTRAL DE FIZICĂ
CENTRUL DE FIZICĂ TEHNICĂ IAȘI

A III A CONFERINȚA NAȚIONALĂ DE MAGNETISM

I A S I

16-17 decembrie 1983

Partea I-a

VEZI pag. 403. Observație experimentală....

MCMLXXXIII

COMITETUL DE STAT PENTRU ENERGIE NUCLEARA

INSTITUTUL CENTRAL DE FIZICA

CENTRUL DE FIZICA TEHNICA IASI

LUCRARILE COMUNICATE LA

A III-A CONFERINTA NATIONALA DE MAGNETISM

CFT-IASI, 16- 17 decembrie 1983

I A S I

1 9 8 4

Scanned with OKEN Scanner

Volumul cuprinde lucrările comunicate la cea de "A III-A CONFERINTA NATIONALA DE MAGNETISM", organizată de Centrul de Fizică Tehnică Iaşi, în zilele de 16- 17 decembrie 1983, sub patronajul Institutului Central de Fizică şi al Comitetului de Stat pentru Energie Nucleară.

Scopul Conferinţei a fost de a prilejui o întîlnire între specialiştii din ţară care lucrează în domeniul magnetismului, în vederea realizării unui larg schimb de experienţă şi de idei, în folosul dezvoltării teoriei şi al aplicaţiilor practice ale acestui domeniu de cercetare, în diferite ramuri ale economiei naţionale.

Conferinţa a fost organizată pe cinci secţiuni:

- Secţiunea A: PROBLEME TEORETICE ALE MAGNETISMULUI
- Secţiunea B: MATERIALE SI DISPOZITIVE MAGNETICE
- Secţiunea C: APARATE SI INSTALATII MAGNETICE
- Secţiunea D: METODE SI TEHNOLOGII MAGNETICE
- Secţiunea E: DOMENII CONEXE

Comunicările incluse în volum sînt grupate în ordinea Secţiunilor Conferinţei.

Folosim şi acest prilej pentru a mulţumi tuturor celor care au contribuit la buna desfăşurare a Conferinţei prin lucrările prezentate.

Iaşi, aprilie 1984 COMITETUL DE ORGANIZARE

Scanned with OKEN Scanner

C U P R I N S

S E C T I U N E A A

PROBLEME TEORETICE ALE MAGNETISMULUI

Pagina

Reguli de selecţie impuse de proprietăţile de simetrie asupra interacţiunii undelor de spin cu vibraţiile reţelei

V. TEODORESCU 3

Susceptibilitatea magnetică a gazului electronic relativist nedegenerat

L. HOMORODEAN 10

Variaţia cîmpului magnetic în sisteme relativiste în rotaţie

CORNELIU CIUBOTARIU 16

Asupra emisiei stimulate a atomilor de hidrogen în cîmp magnetic

C.M.MANDACHE, O.C.GHEORGHIU 22

Model de calcul pentru studiul călirii superficiale

I.F.HANTILA, S.ZISU 28

Asupra dependenţei magnetizării unui sistem de protoni de viteza de curgere

VIORICA GHEORGHE, ABDO NAGI 34

O aplicaţie a unei noi teoreme a forţelor generalizate

P. ANDEA 40

Fenomenele magnetice în obiectele astrofizice condensate

CORNELIU CIUBOTARIU 44

Scanned with OKEN Scanner

S E C T I U N E A B

MATERIALE SI DISPOZITIVE MAGNETICE

Modelarea cu ajutorul calculatorului electronic a structurii materialelor amorfe de compoziţie pământ rar- metal de tranziţie

M. POPESCU 52

Studiul sticlelor magnetice prin rezonanţă magnetică

S.FERNENGEL, V.V.GRECU, S.MANDACHE, V.FLORESCU 59

Magnetoelasticitatea în benzi magnetice amorfe conţinînd un pământ rar: Terbiu

S.MANDACHE, ELENA DOLOCAN, V.FLORESCU 65

Proprietăţile magnetice ale aliajelor amorfe feromagnetice $Fe_{100-x}B_x$ (12 x 60)

RODICA TEODORIU 71

Efecte structurale şi electrodinamice induse prin deformarea benzilor metalice amorfe

M.POPESCU 76

Aliaje amorfe de tipul metal de tranziţie- element nemagnetic

RODICA TEODORIU 81

Proprietăţile magnetice ale straturilor subţiri policristaline NiFe

P.CIUREANU, Gh.KORONY, C.PAPUŞOI, F.CHIPERI, M.IACOBESCU 84

Efectul magnetorezistiv în straturile de NiFe

A.BELU-MARIAN, P.CIUREANU, Gh.KORONY 95

Asupra proprietăţilor magnetice ale unor sisteme de straturi multiple din Ni şi aliaje de Ni obţinute electrolitic

A.MINDRECI, V.TUTOVAN 101

Scanned with OKEN Scanner

Calculul circuitelor magnetice cu structură de straturi subţiri

Gh.KORONY, P.CIURBANU 107

Comportarea magnetică a unor aliaje de tip Heussler

I.COSMA, P.LUCACI 118

Proprietăţi magnetice ale aliajului NiPt

I.LITSCHEL 122

Aliaje Fe-Si cu 5-6% Si

M.CHIRIAC, E.CARCIULEANU, M.PREOTU, D.RADU, D.NACU, D.T.IVANICA 126

Miezuri din aliaje Fe- 6,2 Si pentru converterul electropneumatic

M.CHIRIAC, E.CARCIULEANU, C.DIACONESCU, M.PREOTU, C.TUDORACHE 133

Influenţa elementelor de aliere asupra proprietăţilor magnetice ale aliajelor Monel în vecinătatea temperaturii Curie

C.IGNAT, L.BIRZU, M.PREOTU 138

Variaţia cantitativă a fazei paramagnetice cu temperatura de tratament termic sub 0°C aplicat după călire, oţelurilor de rulmenţi

C.IGNAT 144

Studiul unor corelaţii specifice domeniului predominanţei rotaţiilor reversibile în mecanismul magnetizării dinamice de joasă frecvenţă

L.DANIELLO, D.IORDACHE, L.BURILEANU, Vl.IANCU 150

Studiul permeabilităţii reversibile a unor materiale ferimagnetice spinelice industriale

L.BURILEANU, D.IORDACHE, L.DANIELO 156

Scanned with OKEN Scanner

Minibiblioteca de programe de calcul în domeniul fizicii materialelor ferimagnetice moi
D.IORDACHE, L.DANIELO, L.BURILEANU, VL.IANCU 162

Ferite de cupru obţinute prin metode neconvenţionale
A.CONTESCU, L.PATRON, N.STANICA, E.SEGAL,
V.MINCU 166

Asupra ordonării direcţionale în domeniul II la feritele mixte Li-Fe
E.MOLDOVANU 170

Oxizi micşti de tip perovskit obţinuţi prin descompunerea termică a combinaţiilor complexe
P.SPAGU, S.PLOŞTINARU, L.PATRON, A.CONŢESCU,
D.CRIŞAN, N.STANICA 176

Cercetări privind cristalizarea unor ferite din masa amorfă
N.REZLESCU, E.REZLESCU, H.CHIRIAC, N.L.CRAUS,
E.CRETU 180

Superparamagnetismul particulelor de ferită de mangan precipitate într-o matrice nemagnetică
E.HANGA, N.MORARIU, E.TATARU, I.BIRIŞ 187

Transformările de fază şi histerezisul de rotaţie la magnetită
E.MOLDOVANU 193

Influenţa substituţiei ionilor de Mn prin ioni de Fe asupra unor proprietăţi magnetice la feritele de Mn-Zn
C.PASNICU, D.CONDURACHE, E.LUCA 198

Dependenţa de temperatură a pierderilor magnetice la ferite spinelice cu fier în exces
C.PASNICU, D.CONDURACHE 202

Asupra cineticii vapotisării zincului în timpul

sinterizării unor ferite spinelice

D.CONDURACHE, C.PASNICU, E.LUCA 206

Studiul proprietăţilor magnetice şi de dilatare termică la un aliaj cu dilatare controlată Ni-Fe-Cr

H.CHIRIAC, M.LOZOVAN, F.DASCALU, V.FRUNZA, V.APETREI 210

Tranziţiile de fază şi momentele magnetice efective în aliajele $(Ni_{0,8}Cu_{0,2})_{1-x}Pd_x$

P.LUCACI, I.COSMA 217

Studiul comparativ al proprietăţilor magnetice la tolele din aliajele Fe-Co-V şi Fe-Cr-Co, folosite la motoare cu histerezis static

D.FILIP, D.RADU, M.SUCIU 221

Studiul unor aliaje Fe-Cr-Co în vederea utilizării lor pentru realizarea de magneţi permanenţi

C.B.CIŞMAŞ, S.ZAMFIRA, M.BÎRTAN, A.NISTOR 228

Asupra proprietăţilor de magnet permanent anizotrop a unor aliaje de tipul Fe-Cr-Co

D.FILIP 234

Consideraţiuni asupra proprietăţilor magnetice ale unor metale feromagnetice încorporate în diamantul sintetic "DACIA"

PAVEL EUGEN 240

Aspecte microstructurale în ferofluide

C.COTAE 245

Studiul acţiunii vibraţiilor asupra stabilităţii ferofluidelor

C.COTAE, R.OLARU, GH.CALUGARU 251

Profilul interfeţei unui ferofluid în jurul unui curent linear

C.COTAE, GH.CALUGARU, R.OLARU 256

Aplicaţii ale lichidelor magnetice în domeniul traductoarelor
R.OLARU, C.COTAE, GH.CALUGARU, O.BALTAG 261

S E C T I U N E A C

APARATE SI INSTALATII MAGNETICE

Teslametru pentru cîmpuri alternative
A.MOLDOVANU, V.OATU, E.MOLDOVANU, E.DIACONU, M.VRANCEANU 269

Particularităţi ale utilizării ferosondei saturabile cu ferită, la măsurarea cîmpurilor magnetice alternative
C.IOAN, A.MOLDOVANU, E.DIACONU, E.MOLDOVANU 274

Particularităţi funcţionale ale traductorului tip ferosondă TFZ-1
A.MOLDOVANU, E.MOLDOVANU, E.DIACONU 280

Compas magnetic cu ferosonde
A.MOLDOVANU, E.MOLDOVANU, E.DIACONU, M.VRÂNCEANU, O.ROBU 286

Magnetometre cu circuite integrate hibride
O.BALTAG, M.DIMA, D.CONSTANDACHE 291

Contor de trafic rutier
O.BALTAG, D.CONSTANDACHE, M.DIMA 296

Sistem de ecrane magnetice pentru maseri cu hidrogen
L.C.GIURGIU, N.COJOCARU, O.C.GHEORGHIU 299

Observaţii asupra comportării unui traductor magnetostatic
E.CRETU, S.PREDEANU 305

Traductori cu curenţi turbionari pentru controlul interior şi de suprafaţă
R.GRIMBERG, A.MOLDOVANU, T.BACANU, E.MOLDOVANU, E.DIACONU 309

Scanned with OKEN Scanner

Detector de metale
O.BALTAG, M.DIMA, D.CONSTANDACHE 312

Aparat pentru măsurarea procentuală a variaţiilor de lungime în materialele textile
O.BALTAG, D.CONSTANDACHE, M.DIMA 317

Separator magnetic de laborator cu rolă indusă
N.REZLESCU, GH.IACOB, E.B.BRADU, L.IACOB, M.CONSTANTIN, V.BADESCU, I.COLDEA 319

Instalaţie magnetometrică multicanal
O.BALTAG, M.DIMA, D.CONSTANDACHE, D.NANU 324

Instalaţie pentru compensarea static- dinamică a cîmpului magnetic local
O.BALTAG, M.DIMA, D.CONSTANDACHE 328

Instalaţie multicanal pentru localizarea incluziunilor feromagnetice
O.BALTAG, M.DIMA, D.CONSTANDACHE 332

Instalaţie automată pentru controlul magnetizării remanente a segmenţilor şi sortarea lor
V.OATU, E.MOLDOVANU, A.MOLDOVANU 335

Instalaţie de defectoscopie nedistructivă cu curenţi turbionari, cu posibilităţi diverse de utilizare
R.GRIMBERG, T.BACANU, R.PLAVANESCU, D.GRADINARU, D.APAVALOAIE, A.PLAVANESCU, M.BENDAS, M.HUZUM, C.IOAN 338

Gaussmetru urmăritor RMN
O.ANGHELESCU, M.I.CIOBANU 342

Aparatură magnetometrică realizată la Institutul de Fizică şi Inginerie Nucleară
M.I.CIOBANU, O.ANGHELESCU 346

Scanned with OKEN Scanner

S E C T I U N E A D

METODE SI TEHNOLOGII MAGNETICE

Elemente brevetabile în tehnica magnetismului
D.MANICATIDE 360

Calculul cîmpului magnetic al electromagneţilor de tip "în manta"
I.SUCIU, AL.VASILIEVICI, P.ANDEA, I.MOLDOVAN, I.DELESEGA, N.FANTANA 368

Asupra unui procedeu de măsurare a magnetizării sferei din material feromagnetic dur
D.FILIP 374

Asupra unor posibilităţi de reglare a mărimilor de ieşire într-un triplor feromagnetic de frecvenţă
AL.SIMION, M.COJAN 380

Aspecte teoretice privind termocompensarea tahometrului cu cuplaj electromagnetic
R.MARCULESCU 387

Caracteristici funcţionale ale motorului cu histerezis static MH-1
D.FILIP, C.DIACONESCU 395

Observaţie experimentală asupra asimetriei electromagnetice între bobinajele toroidale diferind prin sensul dreapta-stînga de înaintare a spirelor
N. VLAD 403

Floculareа magnetică. Implicaţii în practica preparării minereurilor utile
N.REZLESCU, E.B.BRADU, V.BADESCU 408

Tehnologie hidrotermală de obţinere a feritei dure de bariu, $BaFe_{12}O_{19}$

D.BARB, L.DIAMANTESCU, A.RUSI, D.MIHAILA-
TABABAŞANU, V.TEODORESCU, M.MORARIU, I.IONIŢA 418

Separator cu ferofluid pentru separarea materialelor neferomagnetice

GH.CALUGARU, GH.COMAN, D.ZOLER, C.COTAE,
I.STARPARU 425

Aspecte de separare a substanţelor minerale utile într-o instalaţie magnetică ce funcţionează pe principiul spectrometriei ferofluidice de densitate

V.IUŞAN, L.HOMORODEAN, I.MALAIESCU, V.MUNTEAN 431

Montaje experimentale pentru cercetări privind separarea magnetică MHD

L.IACOB, M.CONSTANTIN, V.BADESCU, N.REZLESCU 437

Teste privind purificarea caolinurilor româneşti cu separatorul magnetic HGMS industrial

N.REZLESCU, V-BADESCU, GH.IACOB, E.B.BRADU,
L.IACOB, M.CONSTANTIN 443

Cpntrolul procedeelor de separare magnetică asupra unor minerale de metale rare conţinute în nisipurile cuarţoase

I.COLDEA, N.DIHOIU 450

S E C T I U N E A E

DOMENII CONEXE

Asupra condiţiilor de utilizare a termobimetalelor realizate la CPT IASI

H.CHIRIAC, M.LOZOVAN, I.CIBOTARU, Gh.POP,
R.GAZI 456

Studiul influenţei temperaturii asupra parametrilor dielectrici ai ferofluidelor

C.COTAE 465

Circuit pentru excitarea ferosondei
O. BALTAG 471
Circuite integrate hibride pentru magnetometre
O.BALTAG, D.BIZON, M.DIMA,
D.CONSTANDACHE, P.PETRESCU 475
Simulator de ferosondă
O.BALTAG, D.CONSTANDACHE, M.DIMA 479
Metode electronice de tratare a semnalului de defectoscopie cu curenţi turbionari
R.GRIMBERG 482
Generatoare de ultrasunete ce echipează instalaţiile de sudat mase plastice şi băi de spălare
H.CHIRIAC, V.MOGA, M.PIEPTANARIU, C.BARBA 487
Sistem de magnetizare şi sortare automată a probelor magnetice în tehnologia AMC
M.DUZINEANU 492
Instalaţie de sudat mase plastice cu ultrasunete
H.CHIRIAC, V.MOGA, M.PIEPTANARIU,
D.DIMA, M.NEAGU, M.MIHAILESCU 500
Instalaţie de curăţire- degresare cu ultrasunete pe bază de traductori magnetostrictivi
H.CHIRIAC, V.MOGA, M.URSESCU, M.PIEPTANARIU,
M.NEAGU, C.BARBA 506
Influenţa impurităţilor asupra proprietăţilor de fotoelectrod ale oxidului feric
M.NEAGU, S.ISTRATE, E.LUCA 516
Studiul stabilităţii în timp a fotoelectrozilor ceramici pe bază de bioxid de titan
E.NEAGU, C.NICLEA, I.JEMNA, M.CHIRIAC 533

Scanned with OKEN Scanner

Corelaţia între distribuţia lanţurilor moleculare în folii din polietilentereftalat şi viteza undelor sonore

R.NEAGU, R.NEAGU, M.LEANCA 539

Asupra parametrilor obţinuţi din spectrele CDST

R.NEAGU, R.NEAGU 545

Modificări structurale studiate prin difracţia de raze X în folii polimerice sub acţiunea sarcinilor electrostatice 553

R.NEAGU

Rezultate preliminare ale prelucrării datelor magnetometrice de la experimentul spaţial "IK-18 "MAGIK"

A.MOLDOVANU, E.MOLDOVANU, E.D.DIACONU,

M.CIOBANU, D.GÂLEA, R.SILION 559

Metodologia prelucrării datelor magnetometrice de la experimentul spaţial IK-18 "MAGIK"

A.MOLDOVANU, D.GÂLEA, R.SILION 562

S E C T I U N E A A

PROBLEMELE TEORETICE ALE MAGNETISMULUI

REGULI DE SELECTIE IMPUSE DE PROPRIETATILE DE SIMETRIE ASUPRA INTERACTIUNII UNDELOR DE SPIN CU VIBRATIILE RETELEI.

V.TEODORESCU

In lucrare se studiază regulile de selecție datorate proprietăților de simetrie ale undelor de spin și ale vibrațiilor rețelei în unele materiale cu structura de rutil și care,la temperaturi coborîte,se ordonează antiferomagnetic.Studiul se extinde asupra principalelor linii și plane de simettie din întreaga zonă Brillouin.Separat,se studiază substanta MnO_2 căreia i se asociază două zone Brillouin distincte (magnetică și nemagnetică) și pentru care se determină existența unor puncte singulare ale distribuției de stări magnonice,care se reflectă în spectrul fononic.

1) Introducere.

Dacă,la temperaturi suficient de coborîte,o substanță capătă o ordonare magnetică hamiltonianul corespunzator excitațiilor electronice elementare cele mai coborîte (undele de spin) și cel al vibrațiilor rețelei poate fi scris ca:

$$H_0 = \sum_{\vec{k}} \hbar \Omega_{\vec{k}} a^+_{\vec{k}} a_{\vec{k}} + \sum_{\vec{q}} \hbar \omega_{\vec{q}} b^+_{\vec{q}} b_{\vec{q}}$$

unde prin $a^+_{\vec{k}}$, $a_{\vec{k}}$; $b^+_{\vec{q}}$, $b_{\vec{q}}$ se înțeleg operatorii de creare și anihilare magnonici și respectiv,fononici.Prin $\Omega_{\vec{k}}$ și respectiv $\omega_{\vec{q}}$ sînt notate frecvențele undelor de spin de vector de undă $\vec{k}$ și ale fononilor de vector de undă $\vec{q}$.

Interacțiunea celor două subsisteme poate fi descrisă de termeni ce conțin produse mixte de operatori magnonici și fononici

$$H_{int} = \sum_{\vec{k},\vec{q}} \Phi_{\vec{k},\vec{q}} \, a^+_{\vec{k}+\vec{q}} a_{\vec{k}} b_{\vec{q}} + \sum_{\vec{k},\vec{q}} \Phi^*_{\vec{k},\vec{q}} \, a^+_{\vec{k}} a_{\vec{k}+\vec{q}} b^+_{\vec{q}}$$

Asistent,Facultatea de fizică,Universitatea "Al.I.Cuza" IASI.

unde coeficienții $\Phi_{\alpha\beta}(\vec{k})$ dau tăria interacțiunii;această interacțiune permite transferul de energie între cele două subsisteme ducînd la relaxarea unuia pe celălalt.

Astfel,în rezonanța fero- și antiferomagnetică,a fost pusă în evidență existența unui proces de relaxare în care o pereche de magnoni de vectori de undă egali și opuși ($\vec{k}$,$-\vec{k}$) se pot transforma în două vibrații ale rețelei de vector rezultant nul [1] .

De asemenea,studiile efectuate asupra sateliților magnetici ai liniilor de absorbție în spectrul vizibil și ultraviolet [2 , 3 , 4] au condus la ideea participării fononilor optici de vector de undă nul la fenomenele de relaxare.In prezenta lucrare se analizează interacțiunile undelor de spin cu vibrațiile rețelei pentru cazul în care vectorii de undă implicați se află în puncte din interiorul și de pe suprafața zonei Brillouin.

2). Grupurile de simetrie ale substanțelor cu structură de rutil.

Din categoria substanțelor cu structură de rutil (TiO_2) analizăm concret MnF_2,CoF_2,FeF_2,NiF_2 și MnO_2.Toate aceste substanțe au,sub temperatura Néel,o structură de tip antiferomagnetic.Pentru fluorurile de mai sus, celulele elementare -magnetică și nemagnetică conțin cîte două molecule

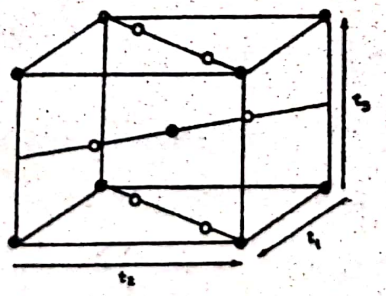


Fig.1.Celula elementară a structurii de rutil.Ionii de metal sînt reprezentați prin cercuri negre,iar cei nemetalici prin cercuri albe.

avînd momentele magnetice orientate în sensuri opuse și pe direcția axei de ordin 4 a rețelei tetraedrice. Din acest motiv și prima zonă Brillouin asociată celor două rețele este unică, ea avînd forma de prismă pătrată (fig.3).

Grupul elementelor de simetrie ale structurii chimice este, pentru aceste substanțe, grupul $P4_2/mnm$; pentru structura magnetică grupul elementelor de simetrie este Pnnm [6].

Din grupul translațiilor notăm translațiile elmentare

$$\vec{t}_1 = a\vec{i} \qquad \vec{t}_2 = a\vec{j} \qquad \vec{t}_3 = c\vec{k}$$

și translația neprimitivă

$$\vec{\tau} = \frac{1}{2}(\vec{t}_1 + \vec{t}_2 + \vec{t}_3).$$

vectorii rețelei reciproce fiind

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a}\vec{i} \qquad \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{a}\vec{j} \qquad \vec{b}_3 = \frac{2\pi}{c}\vec{k}$$

Elementele de simetrie ale grupului $P4_2/mnm$ sînt

$$\{E|0\} \; ; \; \{C_4|\vec{\tau}\} \; ; \; \{C_4^{-1}|\vec{\tau}\} \; ; \; \{C_2|0\} \; ; \; \{C_{2\alpha}|0\} \; ; \; \{C_{2\beta}|0\}$$
$$\{C_{2x}|\vec{\tau}\} \; ; \; \{C_{2y}|\vec{\tau}\}$$

unde

$$\vec{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{i} + \vec{j}) \quad \text{și} \quad \vec{\beta} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{i} - \vec{j})$$

și produsul lor cu operatorul inversiei spațiale $\{I|0\}$.

Pentru grupul Pnnm elementele de simetrie sînt

$$\{E|0\} \; ; \; \{C_2|0\} \; ; \; \{C_{2x}|\vec{\tau}\} \; ; \; \{C_{2y}|\vec{\tau}\}$$

și produsul lor cu $\{I|0\}$.

Din grupul substanțelor cu structură chimică de rutil, MnO_2 reprezintă un caz deosebit. Structura lui magnetică poate fi interpretată ca [5] o rețea tetraedrică centrată în volum și care are o bază formată din 4 molecule MnO_2

Momentele magnetice ale celor patru ioni de Mn^{++} pot fi considerate a fi orientate după linia anionilor vecini cei mai apropiați și în sens opus două cîte două. Acest lucru conduce la o celulă elementară magnetică dublă în comparație cu cea chimică și deci la o zonă Brillouin înjumătățită.

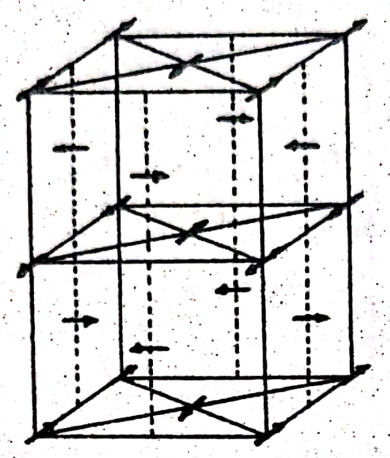


Fig.2. Celula elementară magnetică a MnO_2. Axa tetraedrică ($\vec{t}_3$) este verticală, iar $\vec{t}_1$ și $\vec{t}_2$ sînt dirijați după diagonalele baselor.

Vectorii rețelei reciproce devin

$$\vec{b}_1' = \frac{\pi}{a}(\vec{i}+\vec{j}) + \frac{\pi}{c}\vec{k} \qquad \vec{b}_2' = \frac{\pi}{a}(\vec{i}+\vec{j}) - \frac{\pi}{c}\vec{k} \qquad \vec{b}_3' = \frac{\pi}{a}(\vec{i}-\vec{j}) - \frac{\pi}{c}\vec{k}$$

iar elementele de simetrie ale grupului de simetrie magnetică $I\bar{4}2d$ sînt:

$\{\varepsilon|0\}$; $\{S_4|\vec{\tau}-\vec{t}_3\}$; $\{S_4^{-1}|\vec{\tau}\}$; $\{C_2|\vec{t}_3\}$; $\{C_{2\alpha}|0\}$; $\{C_{2\beta}|\vec{t}_3\}$

$\{\sigma_{v_\alpha}|\vec{\tau}-\vec{t}_3\}$; $\{\sigma_{v_\beta}|\vec{\tau}\}$

Zona Brillouin a rețelei magnetice a MnO_2 este reprezentată în fig.3 în interiorul prismei pătrate a zonei Brillouin a rețelei chimice.

3. Simetria undelor de spin și a vibrațiilor rețelei.

Pentru toate substanțele amintite mai sus modurile normale de oscilație sînt indexate după reprezentările ireductibile ale grupului $P4_2/mnm$. Astfel, pentru punctul Γ există 18 moduri de vibrație; din cele 15 optice 4 sînt active Raman ($A_{1g}, B_{1g}, B_{2g}, E_g$) și 4 sînt active în absorbția în infra-

roșu (A_{2u}, $3E_u$). [7] .Tot pentru Γ (k=0),undele de spin în MnF_2 și CoF_2 se transformă după reprezentările ireductibile $\Gamma_3^+ + \Gamma_4^+$ (B_{1g} și B_{2g}).Acest lucru a condus la ideea dependenței de cîmpurile magnetice externe a poziției și a mărimii intensității sateliților magnetici a liniilor împrăștierii Raman.[8] .

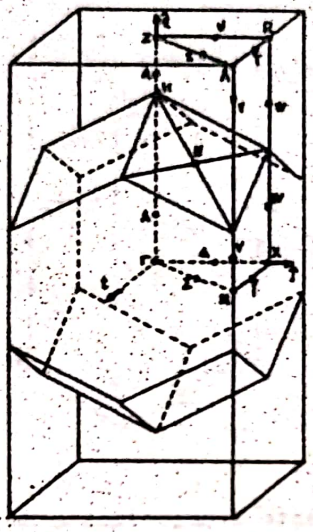


Fig.3.Zonele Brillouin ale structurii de rutil (prisma pătrată) și a structurii magnetice a MnO_2 (corpul înscris în prismă).

Determinarea modurilor normale ale vibrațiilor rețelei ce pot interacționa cu undele de spin se poate realiza utilizînd teorema fundamentală [9] de calcul a elementelor matriciale ale hamiltonianului de interacțiune.Astfel dacă printre reprezentările ireductibile ale produsului de funcții $a_{\vec{k}}\, b_{\vec{q}}\, |\psi\rangle$ nu se găsește și reprezentarea ireductibilă după care se transformă $\langle\psi|\, a^{+}_{\vec{k}+\vec{q}}$ atunci elementul matricial este nul și procesul este interzis.Cunoscînd [6] relațiile de compatibilitate ale reprezentărilor ireductibile și respectînd regula de conservare a vectorului de undă se pot găsi toate modurile normale ce interacționează efectiv.

Un interes deosebit îl constituie punctul N al zonelor Brillouin la MnO_2.El se află în centrul fetei rombice a zonei Brillouin magnetice și pe linia ΓA al zonei nemagnetice.Caracterele grupului vectorului de undă N sînt

$P4_2/mnm$

	N_1	N_2	N_3	N_4	$\vec{\varepsilon}_1\cdot\vec{\nabla}_k$	$\vec{\varepsilon}_2\cdot\vec{\nabla}_k$; $\vec{\varepsilon}_3\cdot\vec{\nabla}_k$
$\{E\|0\}$	1	1	1	1	1	2
$\{\bar{E}\|0\}$	1	1	-1	-1	1	2
$\{C_{2z}\|0\}$	1	-1	i	-i	1	0
$\{\bar{C}_{2z}\|0\}$	1	-1	-i	i	1	0

$I\bar{4}2d$

	N_1'	N_2'	N_3'	N_4'	$\vec{\varepsilon}_1\cdot\vec{\nabla}_k$	$\vec{\varepsilon}_2\cdot\vec{\nabla}_k$; $\vec{\varepsilon}_3\cdot\vec{\nabla}_k$
$\{E\|0\}$	1	1	1	1	1	2
$\{\bar{E}\|0\}$	1	1	-1	-1	1	2
$\{C_{2z}\|\vec{\tau}\}$	1	-1	i	-i	-1	0
$\{\bar{C}_{2z}\|\vec{\tau}\}$	1	-1	-i	i	-1	0

, dar punctele critice asociate acestui vector vor fi distincte. Analizînd [10] compatibilitatea reprezentărilor N cu cele ale vectorului $\vec{\nabla}_k$ implicat de condiția de extrem

$$\vec{\nabla}_k \omega = 0$$

se găsește că, pentru rețeaua magnetică, punctul N este un punct critic de maxim esențial (tip $P_3(0)$). Pentru rețeaua nemagnetică, în N se vor anula doar două din componentele gradientului, componenta în lungul direcției ΓA fiind diferită de zero; punctul N este deci un punct de șa P_2. Acest lucru este evident dacă se ține cont că oricare din reprezentările N_1, N_2, N_3, N_4 de mai sus satisfac condiției ca produsul de tip $D^{(\vec{k})*} \otimes D^{(\vec{\nabla})} \otimes D^{(\vec{k})}$ să conțină reprezentarea uniformă N_1. Versorii ortogonali de mai sus sînt

$$\vec{\varepsilon}_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}(\vec{i}+\vec{j}+\vec{k}) \qquad \vec{\varepsilon}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{i}-\vec{j}) \qquad \vec{\varepsilon}_3 = \frac{1}{\sqrt{6}}(\vec{i}+\vec{j}-2\vec{k})$$

Existența punctului de extrem în densitatea de stări magnonice din punctul N poate fi pusă în evidență, în cadrul interacțiunii undelor de spin cu vibrațiile rețelei, în spectrul fononic (egalitatea vectorilor de undă putînd conduce la existența unei interacțiuni rezonante). Dacă mărimea interacțiunii depinde concret de modelul de interacțiune ales, în schimb, existența și valoarea vectorului de undă la care apare discontinuitatea în spectrul fononic depinde doar de considerentele de simetrie ale problemei.

O astfel de interpretare a avut și măsurătorile efectuate asupra ramurilor de dispersie magnonice [11] la aliaje de Tb–10%Ho.

BIBLIOGRAFIE.

1. R.M.WHITE ; Kvantovaia teoria magnetizma , p.223, Ed.Mir,Moskva 1972.

2. R.L.GREEN, D.D.SELL, W.M.YEN, A.L.SCHAWLOW, R.M.WHITE ; Phys.Rev.Letters 15,656,(1965).

3. P.A.FLEURY,S.P.S.PORTO,L.E.CHEESMAN,H.J.GUGGENHEIM ; Phys.Rev.Letters , 17,84, (1966).

4. V.TRODORESCU,L.POPA ; Conferința Națională de Fizică,București Oct.1982 (p.325)

5. R.A.ALIHANOV ; J.E.T.F. 37,(10),814,(1960).

6. J.O.DIMMOCK,R.G.WHEELER ;Phys.Rev, 127,2, 391,(1962).

7.S.P.S.PORTO,P.A.FLEURY,T.C.DAMEN ; Phys. ev,154,2,522,(1967).

8.V.V.EREMENKO ; Vvedenie v opticeskaia spectroscopia magnetikov ,Ed.Nauka, Kiev, 1975.

9.V.HEINE ; Teoria grupp v kvantovoi mehanike ,Ed.Innostranoi Literaturi, Moskva,1968,(p.114).

10.J.BIRMAN ; Prostransvennaia simmetria i opteceskie svoistva tverdih tel, Ed.Mir,Moskva;1978,(tom 2,p.170).

11. H.MOLLER ; Journ.Appl.Phys. 39,807,(1968).

Scanned with OKEN Scanner

SUSCEPTIBILITATEA MAGNETICA A GAZULUI ELECTRONIC RELATIVIST NEDEGENERAT

L. HOMOCRODEAN[+)]

Se arată că susceptibilitatea magnetică a gazului electronic relativist nedegenerat este dată de relaţia

$$\chi = \frac{2}{3}\,\frac{\mu_0 \mu_B^2 N}{k_B T}\,\frac{K_0\left(\frac{mc^2}{k_B T}\right)}{K_0\left(\frac{mc^2}{k_B T}\right) + 2\,\frac{k_B T}{mc^2}\,K_1\left(\frac{mc^2}{k_B T}\right)},$$

unde μ_0 este permeabilitatea magnetică a vidului; μ_B - magnetonul Bohr; N - numărul de electroni din unitatea de volum; m - masa de repaus a electronului; c - viteza luminii în vid; k_B - constanta lui Boltzmann; T - temperatura absolută; K_0 şi K_1 - funcţiile lui Macdonald.

1. INTRODUCERE

In teoria magnetismului sînt binecunoscute diamagnetismul şi paramagnetismul gazului electronic nerelativist [1]. Ele descriu corect proprietăţile magnetice ale substanţei în condiţii obişnuite de densitate şi temperatură, în măsura în care aceasta se apropie de modelul utilizat în teorie. In cazul substanţelor aflate la densităţi şi temperaturi foarte înalte, ca, de exemplu, în cazul stelelor pitice albe [2] şi al fazelor iniţiale de evoluţie a Universului [3], gazul electronic are o comportare relativistă. In aceste condiţii nu mai este valabilă teoria cunoscută a gazului electronic nerelativist. Totodată, gazul electronic are o comportare cu atît mai apropiată de a gazului perfect, cu cît densitatea este mai mare [4]. De aceea, pentru descrierea proprietăţilor mag-

---

+) Asistent universitar, Institutul de Mine Petroşani

netice ale substanţei în condiţii de densitate şi temperatură foarte înalte, putem utiliza modelul gazului electronic relativist perfect. In lucrarea [5] s-a dedus expresia susceptibilităţii magnetice a gazului electronic relativist degenerat. In această lucrare vom determina aceeaşi mărime pentru gazul electronic relativist nedegenerat.

2. TEORIE

Valorile proprii ale energiei unui electron relativist, situat într-un cîmp magnetic uniform constant, orientat după axa z, sînt date de relaţia [6]:

$$E = c\sqrt{m^2c^2 + p_z^2 + 2m\mu_B B(2n + 1 + \sigma)} \quad , \qquad (1)$$

unde p_z este componenta impulsului generalizat al electronului după axa z; B - inducţia magnetică; $n = 0,1,2,\ldots$; $\sigma = \pm 1$.

Pe baza relaţiei de dispersie (1) se obţine, pentru densitatea de stări pe unitatea de volum corespunzătoare unei valori determinate a proiecţiei spinului pe direcţia cîmpului magnetic, expresia următoare [5]:

$$D_\sigma(E) = \frac{m\mu_B B}{\pi^2\hbar^3 c} \sum_{n=0}^{\nu} \frac{E}{\sqrt{E^2 - m^2c^4 - 2mc^2\mu_B B(2n+1+\sigma)}} \quad , \qquad (2)$$

cu

$$\nu \leqslant \frac{E^2 - m^2c^4 - 2mc^2\mu_B B(1+\sigma)}{4mc^2\mu_B B} < \nu + 1 \; ;$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (h \text{ - constanta lui Planck}).$$

Cu ajutorul relaţiilor (1) şi (2) se poate calcula imediat energia liberă pe unitatea de volum a gazului electronic relativist nedegenerat [4]:

$$F = -Nk_BT \ln\left[\frac{e}{N} \frac{m\mu_B B}{\pi^2\hbar^3 c} \sum_{\sigma=\pm 1} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{c\sqrt{m^2c^2 + 2m\mu_B B(2n+1+\sigma)}}^{\infty} \frac{E\, e^{-\frac{E}{k_BT}}\, dE}{\sqrt{E^2 - m^2c^4 - 2mc^2\mu_B B(2n+1+\sigma)}}\right], \quad (3)$$

Integrînd prin părţi în membrul din dreapta al relaţiei (3), rezultă:

$$F=-Nk_BT\cdot\ln\left[\frac{e}{N}\frac{m\mu_B B}{\pi^2\hbar^3 c k_B T}\sum_{\sigma=\pm1}\sum_{n=0}^{\infty}\int_{c\sqrt{m^2c^2+2m\mu_B B(2n+1+\sigma)}}^{\infty}\sqrt{E^2-m^2c^4-2mc^2\mu_B B(2n+1+\sigma)}\;e^{-\frac{E}{k_BT}}dE\right]. \tag{4}$$

Dacă facem schimbarea de variabile

$$t=\frac{E}{c\sqrt{m^2c^2+2m\mu_B B(2n+1+\sigma)}},$$

relaţia (4) devine

$$F=-Nk_BT\ln\left\{\frac{e}{N}\frac{m\mu_B Bk_BT}{\pi^2\hbar^3 c}\sum_{\sigma=\pm1}\sum_{n=0}^{\infty}\left[\frac{mc^2}{k_BT}\sqrt{1+\frac{2\mu_B B}{mc^2}(2n+1+\sigma)}\right]^2 \times \right.$$
$$\left.\times\int_1^{\infty}(t^2-1)^{1/2}\,e^{-\frac{mc^2}{k_BT}\sqrt{1+\frac{2\mu_B B}{mc^2}(2n+1+\sigma)}\cdot t}\,dt\right\}. \tag{5}$$

Comparînd expresia (5) cu reprezentarea integrală a funcţiilor Macdonald [7]:

$$K_p(z)=\frac{(\frac{z}{2})^p\Gamma(\frac{1}{2})}{\Gamma(p+\frac{1}{2})}\int_1^{\infty}(t^2-1)^{p-\frac{1}{2}}e^{-zt}dt,$$

obţinem

$$F=-Nk_BT\ln\left\{\frac{e}{N}\frac{m\mu_B Bk_BT}{\pi^2\hbar^3 c}\sum_{\sigma=\pm1}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{mc^2}{k_BT}\sqrt{1+\frac{2\mu_B B}{mc^2}(2n+1+\sigma)}\;K_1\left[\frac{mc^2}{k_BT}\sqrt{1+\frac{2\mu_B B}{mc^2}(2n+1+\sigma)}\right]\right\}. \tag{6}$$

Relaţia (6) poate fi transcrisă sub forma:

$$F=-Nk_BT\ln\left\{\frac{e}{N}\frac{2m\mu_B Bk_BT}{\pi^2\hbar^3 c}\left\{\frac{1}{2}\frac{mc^2}{k_BT}K_1\left(\frac{mc^2}{k_BT}\right)+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{mc^2}{k_BT}\sqrt{1+\frac{4\mu_B B}{mc^2}n}\;K_1\left(\frac{mc^2}{k_BT}\sqrt{1+\frac{4\mu_B B}{mc^2}n}\right)\right\}\right\}. \tag{7}$$

Suma din membrul drept al relaţiei (7) se poate calcula cu formula de însumare a lui Euler [8]:

$$\frac{1}{2}f(0)+\sum_{k=1}^{K}f(bk)-\frac{1}{2}f(bK)=\frac{1}{b}\left\{\int_0^{bK}f(x)\,dx+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{B_{2n}b^{2n}}{(2n)!}\left[f^{(2n-1)}(bK)-f^{(2n-1)}(0)\right]\right\}, \tag{8}$$

unde B_{2n} sînt numerele lui Bernoulli: $B_2=\frac{1}{6}$, $B_4=-\frac{1}{30}$, ...

Luînd $b=\frac{4\mu_B B}{mc^2}$ şi considerînd cîmpuri magnetice slabe ($\mu_B B \ll mc^2$), în membrul drept al formulei (8) ne putem limita la primul termen al sumei. Cu schimbarea de variabile

$$z=\frac{mc^2}{k_B T}\sqrt{1+x} \quad ,$$

avem

$$F=-Nk_BT \ln\left\{\frac{e}{N}\frac{m^2ck_BT}{\pi^2\hbar^3}\left[\frac{k_B^2T^2}{m^2c^4}\int_{\frac{mc^2}{k_BT}}^{\infty} z^2K_1(z)dz-\frac{1\mu_BB}{3k_BT}\frac{1}{z}\frac{d}{dz}(zK_1(z))\Big|_{\frac{mc^2}{k_BT}}^{\infty}\right]\right\}. \quad (9)$$

Ţinînd seama de formulele de recurenţă [7] :

$$\int z^2K_1(z)dz=-z^2K_0(z)-2zK_1(z),$$

$$\frac{d}{dz}((zK_1(z))=-zK_0(z),$$

expresia (9) capătă forma

$$F=-Nk_BT \ln\left\{\frac{e}{N}\frac{m^2ck_BT}{\pi^2\hbar^3}\left[K_0(\frac{mc^2}{k_BT})+2\frac{k_BT}{mc^2}K_1(\frac{mc^2}{k_BT})+\frac{1}{3}\frac{\mu_B^2B^2}{k_B^2T^2}K_0(\frac{mc^2}{k_BT})\right]\right\}. \quad (10)$$

Din relaţia (10) se obţine imediat susceptibilitatea magnetică:

$$\chi=-\frac{\mu_0}{B}\frac{\partial F}{\partial B}=\frac{2}{3}\frac{\mu_0\mu_B^2N}{k_BT}\frac{K_0(\frac{mc^2}{k_BT})}{K_0(\frac{mc^2}{k_BT})+2\frac{k_BT}{mc^2}K_1(\frac{mc^2}{k_BT})}. \quad (11)$$

La limita nerelativistă ($k_BT \ll mc^2$), ţinînd seama de dezvoltările asimptotice ale funcţiilor Macdonald pentru $z \gg 1$ [7] :

$$K_p(z)\sim\sqrt{\frac{\pi}{2z}}e^{-z} \quad ,$$

susceptibilitatea magnetică are forma cunoscută:

$$\chi=\frac{2}{3}\frac{\mu_0\mu_B^2N}{k_BT} \quad , \quad (12)$$

în concordanţă cu principiul de corespondenţă.

La limita ultrarelativistă ($k_BT \gg mc^2$), avînd în vedere dezvoltările în serie ale funcţiilor Macdonald pentru $z \ll 1$ [7] :

$$K_0(z)\approx\ln(\frac{2\gamma}{z}), \qquad K_1(z)\approx\frac{1}{z} \quad ,$$

unde $\ln\gamma = C = 0{,}577\ldots$ este constanta lui Euler, obţinem

$$\chi = \frac{2}{3}\frac{\mu_0 \mu_B^2 N}{k_B T}\,\frac{\ln\left(2\gamma\frac{k_B T}{mc^2}\right)}{\ln\left(2\gamma\frac{k_B T}{mc^2}\right) + 2\left(\frac{k_B T}{mc^2}\right)^2} \qquad (11)$$

Pe baza valorilor numerice ale funcţiilor K_0 şi K_1 extrase din lucrarea [9], în fig. 1 s-a reprezentat grafic funcţia (11). Pentru comparaţie, în aceeaşi figură s-a reprezentat grafic şi funcţia (12).

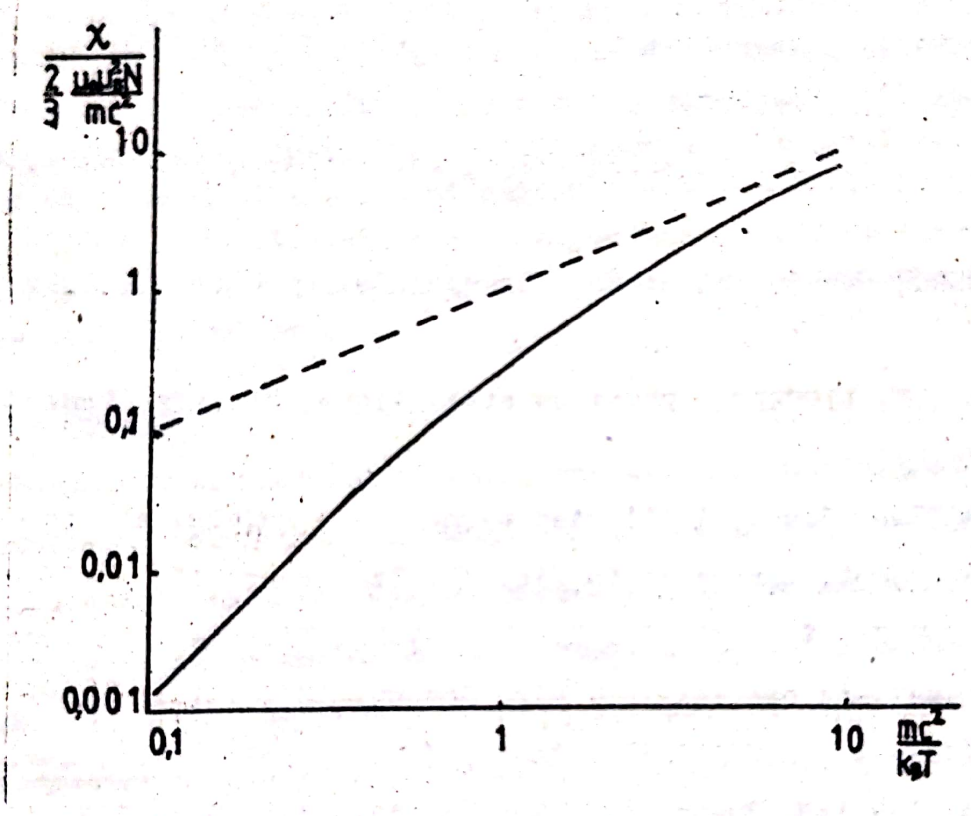


Fig. 1. Dependenţa susceptibilităţii magnetice a gazului electronic nedegenerat de temperatură: ——— expresia relativistă; - - - expresia nerelativistă.

3. CONCLUZII

Din fig.1 se vede că, la temperaturi apropiate sau mai mari decît temperatura de prag $T_0 = \frac{mc^2}{k_B} \approx 6.10^9$K, susceptibilitatea magnetică cal-

culată cu ajutorul relației relativiste (11) diferă mult de susceptibilitatea magnetică calculată cu ajutorul relației nerelativiste (12). De aceea, în acest caz trebuie să se țină seama de caracterul relativist al electronilor.

BIBLIOGRAFIE

1. S. V. VONSOVSKI, Magnetismul, Ed. Științifică și Enciclopedică, București, 1981 (p. 222-309).

2. E. TOMA, Introducere în astrofizică, Ed. Tehnică, București, 1980 (p. 288-291).

3. S. WEINBERG, Pervîe tri minuti, Energoizdat, Moskva, 1981 (p. 98-115).

4. L. LANDAU, E. LIFCHITZ, Physique statistique, Éd. Mir, Moscou, 1967 (p. 145, 191).

5. L. HOMORODEAN, Susceptibilitatea magnetică a gazului electronic relativist degenerat, „Progrese în fizică", Timișoara, II, 27-28 (1981).

6. V. BERESTETSKI, E. LIFCHITZ, L. PITAYEVSKI, Théorie quantique relativiste (première partie), Éd. Mir, Moscou, 1972 (p. 147-148).

7. I. M. RÎJIK, I. S. GRADȘTEIN, Tabele de integrale, sume, serii și produse, Ed. Tehnică, București, 1955 (p. 351, 353, 355, 362, 466).

8. A. I. AHIEZER, V. B. BERESTEȚKI, Kvantovaia elektrodinamika, „Nauka", Moskva, 1981 (p. 386).

9. E. JANKE, F. EMDE, F. LÖSCH, Spețialnîe funkții. Formulî, grafiki, tabliți, „Nauka", Moskva, 1977 (p. 254-259).

Scanned with OKEN Scanner

VARIATIA CIMPULUI MAGNETIC IN SISTEMELE RELATIVISTE IN ROTATIE

CORNELIU CIUBOTARIU *)

Rezumat. In această lucrare se analizează influenţa curburii spaţiului-timp determinat de un fluid perfect în rotaţie uniformă asupra cîmpului magnetic în care se află fluidul. Subiectul este justificat de descoperirea radiosurselor pulsatorii care sînt interpretate ca stele neutronice în rotaţie. Ecuaţiile cîmpului electromagnetic sînt scrise în metrica Kurşunoglu într-un sistem de coordonate comobil cu fluidul. Se arată că intensitatea cîmpului magnetic suferă o variaţie periodică în timp şi, deci, impulsurile electromagnetice primite de la pulsari se pot datora acestei variaţii şi nu prezenţei unei zone radiante care se roteşte odată cu pulsarul.

1. Introducere

Descoperirea unor noi pulsari, cum este de exemplu pulsarul 4C2153 [1] şi studierea pulsarilor cunoscuţi mai demult (pulsarul binar PSR 1913+16 [2] descoperit în anul 1974) au condus la mărirea posibilităţilor de testare a teoriilor cîmpului gravitaţional. Un pulsar este interpretat ca fiind o stea neutronică magnetică în rotaţie [3, 4] care emite unde electromagnetice de frecvenţă constantă. Prezenţa simultană a unui cîmp gravitaţional intens, a unui cîmp magnetic foarte mare (10^6 - 10^8 T), a unei rotaţii foarte rapide (vitezele sînt comparabile cu viteza luminii) şi a unei densităţi foarte mari necesită aplicarea atît a relativităţii generale cît şi a celei restrînse. In prezent, se consideră că undele electromagnetice (unde radio sau radiaţii X [5, 6]) sînt emise de o aşa numită zonă activă a pulsarului, localizată în magnetosfera stelei neutronice, adică în apropierea suprafeţei, unde cîmpul magnetic este intens.

---

*) Conferenţiar, doctor în fizică, Catedra de fizică, Institutul Politehnic Iaşi.

Scanned with OKEN Scanner

La fiecare trecere a zonei active prin direcţia observatorului, acesta primeşte un impuls de unde electromagnetice. Se înregistrează astfel pulsari cu o frecvenţă egală cu frecvenţa de rotaţie a stelei. Pulsarul cel mai rapid cunoscut pînă în prezent este cel din nebuloasa Crabului, perioada sa fiind de 33ms. Perioada de rotaţie a majorităţii pulsarilor nu este constantă, crescînd lent în timp. Această încetinire a rotaţiei corespunde unei pierderi de energie prin radiaţie electromagnetică sau gravitaţională. Teoriile actuale explică bine încetinirea rotaţiei pulsarilor prin emisia de radiaţie electromagnetică a cărei intensitate depinde de cîmpul magnetic al pulsarului şi de viteza sa de rotaţie.

In general, se consideră că pulsarii au un companion, adică reprezintă obiecte astrofizice binare. Studiul variaţiei frecvenţei undelor electromagnetice prin efect Doppler a permis cunoaşterea vitezei pulsarului şi a orbitei sale în raport cu companionul. Faptul că nu se observă o eclipsă arată că un companion poate fi un gol negru sau o altă stea neutronică. Pulsarul PSR 1913+16 a permis o confirmare a teoriei relativităţii generale prin măsurarea avansului periastrului (4,22 grade pe an faţă de 43 secunde de arc pe secol pentru avansul periheliului planetei Mercur). In plus, în anul 1979, s-a măsurat variaţia perioadei orbitale a sistemului (o creştere de 10^{-4} secunde pe an) care nu a putut fi explicată decît prin emisia de unde gravitaţionale. Se consideră chiar că, în acest fel, s-a pus în evidenţă indirect existenţa radiaţiei gravitaţionale. Astfel se justifică importanţa actuală a sistemelor relativiste în rotaţie.

In lucrarea prezentă studiem influenţa rotaţiei asupra intensităţii cîmpului magnetic, atît energia cinetică de rotaţie cît şi intensitatea cîmpului magnetic avînd valori foarte mari pentru un pulsar (respectiv, $\approx 10^{45}$ jouli, $\approx 10^{7}$ tesla). Se cunoaşte că un cîmp magnetic îşi poate micşora intensitatea prin disipaţie ohmică. Gröwing şi Heintzmann [3] au arătat, în cazul particular al unui cîmp gravitaţional static (metrică Schwarzschild interioară şi exterioară), modul în care curbura spaţiului

influenţează variaţia în timp a cîmpului magnetic din stelele neutronice. Important este însă, pentru cunoaşterea pulsarilor, studiul ecuaţiilor cîmpului electromagnetic într-un sistem de coordonate în rotaţie sau în cîmpul gravitaţional creat de un corp în rotaţie rapidă. In relativitatea generală nu se cunoaşte o soluţie exactă pentru cîmpul gravitaţional creat de o masă în rotaţie uniformă (vezi, de exemplu, [7]) deşi Kerr [8] a obţinut o soluţieepentru vid care, într-o anumită interpretare, ar putea descrie spaţiul exterior unui corp în rotaţie. In paragraful 2 vom indica o metrică corespunzătoare unui fluid perfect în rotaţie uniformă, care este legată într-un mod natural de metrica unui sistem de coordonate în rotaţie.

2. Metrica unui corp în rotaţie

Dacă de la un sistem de referinţă inerţial se trece la un sistem în rotaţie uniformă, cu viteza unghiulară ω în jurul axei z, printr-o transformare globală de coordonate [9], se obţine

$$ds^2=(c^2-\omega^2r^2)dt^2 - 2\omega r^2 d\varphi\, dt - dz^2 - r^2 d\varphi^2 - dr^2 . \qquad (2.1)$$

Această metrică descrie un spaţiu fără curbură, deci fără un cîmp gravitaţional real; ea se referă la cîmpul forţelor de inerţie care apar cînd se foloseşte sistemul de coordonate în rotaţie. Elementul de distanţă spaţială corespunzător metricii (2.1) este

$$dl^2 = \left(g_{ik} - \frac{g_{oi}g_{ok}}{g_{oo}}\right) dx^i\, dx^k = \qquad (2.2)$$

$$= dr^2 + \frac{r^2 d\varphi^2}{1-(\omega^2 r^2/c^2)} + dz^2 , \quad (i, k = 1, 2, 3)$$

şi determină geometria spaţială în referenţialul rotitor.

Să considerăm acum un fluid perfect cu tensorul energie-impuls

$$T^{\alpha\beta} = (\rho c^2 + p)u^\alpha u^\beta - p g^{\alpha\beta} , \qquad (2.3)$$

unde ρ este densitatea totală de masă iar p este presiunea. Într-un sistem de coordonate comobil (care se deplasează în fiecare punct cu

elementul de fluid) putem scrie:

$$T^1_1 = T^2_2 = T^3_3 = -p, \qquad T^0_0 = \rho c^2. \tag{2.4}$$

Folosind ecuaţiile lui Einstein şi relaţiile (2.3), (2.4) se obţine pentru fluidul în rotaţie uniformă în jurul axei z, următoarea metrică [10]

$$ds^2 = (c^2 - \omega^2 r^2)\, dt^2 - dr^2 - \frac{r^2 d\varphi^2}{1 - (\omega^2 r^2/c^2)} - dz^2. \tag{2.5}$$

Deosebirea între metricile (2.1) şi (2.5) este esenţială. Metrica (2.5) descrie un spaţiu cu un cîmp gravitaţional real creat de fluidul în rotaţie . Legătura între metricile (2.1) şi (2.5) se obţine prin transformarea diferenţială

$$dr \to dr, \quad d\varphi \to d\varphi, \quad dz \to dz,$$
$$dt \to dt - \frac{\omega r^2}{c^2 - r^2\omega^2}\, d\varphi \ . \tag{2.6}$$

Este important să observăm că geometria intrinsecă a observatorilor în repaus în raport cu fluidul în rotaţie este aceeaşi pentru metricile (2.1) şi (2.5). Mai precizăm că un fluid în rotaţie poate fi studiat şi cu ajutorul tetradelor folosind obiectele de neolonomie asociate observatorilor locali [11].

3. Cîmpul magnetic al corpurilor în rotaţie

In această lucrare presupunem că perturbaţiile produse de cîmpul magnetic în geometria determinată de cîmpul gravitaţional al fluidului rotitor pot fi neglijate. Aceasta înseamnă că densitatea de energie a cîmpului magnetic nu contribuie în mod esenţial la tensorul energie impuls din ecuaţiile lui Einstein. Presupunerea este justificată de faptul că pentru o stea neutronică putem scrie

$$\left(\tfrac{1}{2}\mu B^2/\rho c^2\right) \approx 10^{-8} \ll 1 \tag{3.1}$$

şi, deci, ecuaţiile Einstein-Maxwell se decuplează. In teoria relativităţii generale, ecuaţiile lui Maxwell au forma:

$$F^{\alpha\beta}{}_{;\beta} = j^{\alpha}, \quad F_{\{\alpha\beta,\gamma\}} = 0, \quad F_{\alpha\beta} = \varphi_{\alpha;\beta} - \varphi_{\beta;\alpha}, \qquad (3.2)$$

unde $F^{\alpha\beta}$ este tensorul cîmp electromagnetic, j^{α} este 4-vectorul curent-densitate de sarcină. Din metrica (2.5) obţinem

$$g^{00} = (c^2 - \omega^2 r^2)^{-1}, \quad g^{11} = -1, \quad g^{22} = -(1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2})/r^2, \quad g^{33} = -1, \qquad (3.3)$$

şi componentele simbolurilor lui Christoffel

$$\Gamma^{0}_{10} = \Gamma^{0}_{01} = -\omega^2 r\,(c^2 - \omega^2 r^2), \quad \Gamma^{1}_{00} = -\omega^2 r,$$

$$\Gamma^{1}_{22} = -r(1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2})^{-2}, \quad \Gamma^{2}_{12} = \Gamma^{2}_{21} = r^{-1}(1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2})^{-1}. \qquad (3.4)$$

Pentru steaua neutronică avînd modelul unui fluid perfect în rotaţie, în prezenţa unui cîmp magnetic, ne interesează cazul particular cînd $j^{\alpha} = 0$ şi $\varphi_0 = \varphi_1 = \varphi_2 = 0$ (vezi [3] şi [12]). Deoarece

$$j_{\alpha} = g^{\beta\gamma}(\varphi_{\alpha;\gamma\beta} - \varphi_{\gamma;\alpha\beta} + \varphi_{\gamma;\beta\alpha}) \qquad (3.5)$$

folosind (3.3) şi (3.4) obţinem

$$j_3 = \frac{1}{c^2 - \omega^2 r^2}\frac{\partial^2\varphi_3}{\partial t^2} - \frac{\partial^2\varphi_3}{\partial r^2} - \frac{1}{r}\frac{\partial\varphi_3}{\partial r} -$$

$$- (1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2})\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\varphi_3}{\partial\varphi^2} - \frac{\partial^2\varphi_3}{\partial z^2} = 0. \qquad (3.6)$$

Pentru a determina dependenţa de timp a cîmpului magnetic, căutăm o soluţie a ecuaţiei (3.6) sub forma

$$\varphi_3 = Z(t) \cdot \Phi(r, \varphi, z). \qquad (3.7)$$

Înlocuind (3.7) în (3.6), pentru partea temporală a componentei cvadripotenţialului φ_3, obţinem ecuaţia

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} + \Omega^2 Z = 0, \qquad (3.8)$$

unde Ω^2 este o constantă de separare. Admiţînd că $\Omega^2 > 0$, rezultă o variaţie periodică în timp a cîmpului magnetic. Impunînd condiţia ca odată cu anularea lui ω cîmpul magnetic să devină staţionar, rezultă

o proporţionalitate între constanta de separare şi frecvenţa de rotaţie. Prin urmare, este posibilă o variaţie periodică a intensităţii cîmpului magnetic cu o frecvenţă egală cu frecvenţa mişcării de rotaţie a stelei.

BIBLIOGRAFIE

1. D. C. BACKER, S. R. KULKARNI, C. HEILES, M. M. DAVIS şi W. M. GOSS, A millisecond pulsar, Nature 300, 615 - 618 (1982).
2. G. SRINAVASAN şi E. P. J. VAN DEN HEUVEL, Some Constraints on the Evolutionary history of the binary pulsar PSR 1913 + 16, Astron. and Astrophys. 108, 143-149(1982).
3. M. GREWING şi H. HEINTZMANN, Magnetic Field Decay in Condensed Objects, Z. Physik 247, 223-226(1971).
4. H. HEINTZMANN şi M. GREWING, Neutron Star Magnetism, Z. Physik 250, 254-262(1972).
5. F. K. LAMB, C. J. PETHICK şi D. PINES, A Model for Compact X-Ray Sources: Accretion by Rotating Magnetic Stars, Astrophysical Journal 184, 271-289(1973).
6. P. GHOSH şi F.K.LAMB, Accretion by Rotating Magnetic Neutron Stars. Flow of Matter inside the Magnetosphere and its Implications for Spin-up and Spin-down of the Star, Astrophys. J. 217, 578-596(1977).
7. R. H. BOYER, Rotating Fluid Masses in General Relativity, Proc. Camb. Phil. Soc. 61, 527-530(1965).
8. R. P. KERR, Gravitational Field of a Spinning Mass as an example of algebraically special metrics, Phys. Rev. Lett. 9, 237-238(1963).
9. L. LANDAU şi E. LIFCHITZ, Théorie du champ, Éditions de la paix, Moscova (p. 346).
10. B. KURŞUNOĞLU, Space-Time on the Rotating Disk, Proc. Camb. Phil. Soc. 47, 177 - 189 (1951).
11. C. D. CIUBOTARIU şi J. GOTTLIEB, The Relativistic Magnetohydrodynamics of a Rotating Plasma, Physica 63, 393-403(1973).
12. I. WOLK şi R. C. T. DA COSTA, On the Solution of the Electromagnetic Equations for Rotating System, Notas de Fisica 12, 1, 3-11(1965).

Scanned with OKEN Scanner

ASUPRA EMISIEI STIMULATE A ATOMILOR DE HIDROGEN IN CIMP MAGNETIC

C.M. MANDACHE*), O.C. GHEORGHIU*)

REZUMAT

In lucrare se deduce pentru prima oară printr-o metodă riguroasă expresia puterii utile produsă de maserul cu hidrogen; etalon de frecvenţă-timp. Valoarea calculată se compară cu datele experimentale obţinute de autori.

1. INTRODUCERE

Maserul cu hidrogen este un oscilator cuantic care se remarcă prin stabilitatea extremă a frecvenţei generate:

$$\nu_H = 1420405751{,}773 \pm 0{,}001 \text{ Hz}$$

Puterea de microunde apare ca urmare a unei tranziţii de dipol magnetic între două nivele de structură hiperfină W_1 şi W_2 ale atomului de hidrogen. Stimularea emisiei este datorată cîmpului de microunde produs de o cavitate rezonantă în interiorul căruia se află atomii de hidrogen cu populaţiile nivelelor energetice inversate $N_2 > N_1$ pentru $W_1 < W_2$ (fig. 1).

Procesul de emisie stimulată poate fi descris prin setul de ecuaţii [1]

$$\ddot{M}_{ZO}(t) + \frac{\omega_H}{Q_H}\dot{M}_{ZO}(t) + \omega_H^2 M_{ZO}(t) = \frac{2\omega_H}{\hbar}|\mu_{BP}|^2 N H_{ZO} \tag{1.1}$$

$$\dot{N} + \frac{N-Ne}{T_1} = \frac{2}{\hbar\omega_H}\vec{M}\cdot\vec{H} \tag{1.2}$$

$$\ddot{H}_{ZO}(t) + \frac{\omega_C}{Q_C}\dot{H}_{ZO}(t) + \omega_C^2 H_{ZO}(t) = -\frac{\eta}{\mu_O}\ddot{M}_{ZO}(t) \tag{1.3}$$

Cîmpul în cavitate $\vec{H}$ şi magnetizarea macroscopică $\vec{M}$ se

*) Institutul de Fizica şi Tehnologia Aparatelor cu Radiaţii (IFTAR) Bucureşti Măgurele CP-MG7

ASUPRA EMISIEI STIMULATE A ATOMILOR DE HIDROGEN IN CIMP MAGNETIC

C.M. MANDACHE*), O.C. GHEORGHIU*)

REZUMAT

In lucrare se deduce pentru prima oară printr-o metodă riguroasă expresia puterii utile produsă de maserul cu hidrogen; etalon de frecvenţă-timp. Valoarea calculată se compară cu datele experimentale obţinute de autori.

1. INTRODUCERE

Maserul cu hidrogen este un oscilator cuantic care se remarcă prin stabilitatea extremă a frecvenţei generate:

$$\nu_H = 1420405751{,}773 \pm 0{,}001 \text{ Hz}$$

Puterea de microunde apare ca urmare a unei tranziţii de dipol magnetic între două nivele de structură hiperfină W_1 şi W_2 ale atomului de hidrogen. Stimularea emisiei este datorată cîmpului de microunde produs de o cavitate rezonantă în interiorul căruia se află atomii de hidrogen cu populaţiile nivelelor energetice inversate $N_2 > N_1$ pentru $W_1 < W_2$ (fig. 1).

Procesul de emisie stimulată poate fi descris prin setul de ecuaţii [1]

$$\ddot{M}_{ZO}(t) + \frac{\omega_H}{Q_H}\dot{M}_{ZO}(t) + \omega_H^2 M_{ZO}(t) = \frac{2\omega_H}{\hbar}|\mu_{BP}|^2 N H_{ZO} \qquad (1.1)$$

$$\dot{N} + \frac{N-Ne}{T_1} = \frac{2}{\hbar\omega_H}\vec{M}\cdot\vec{H} \qquad (1.2)$$

$$\ddot{H}_{ZO}(t) + \frac{\omega_C}{Q_C}\dot{H}_{ZO}(t) + \omega_C^2 H_{ZO}(t) = -\frac{\eta}{\mu_O}\ddot{M}_{ZO}(t) \qquad (1.3)$$

Cîmpul în cavitate $\vec{H}$ şi magnetizarea macroscopică $\vec{M}$ se

*) Institutul de Fizica şi Tehnologia Aparatelor cu Radiaţii (IFTAR) Bucureşti Măgurele CP-MG7

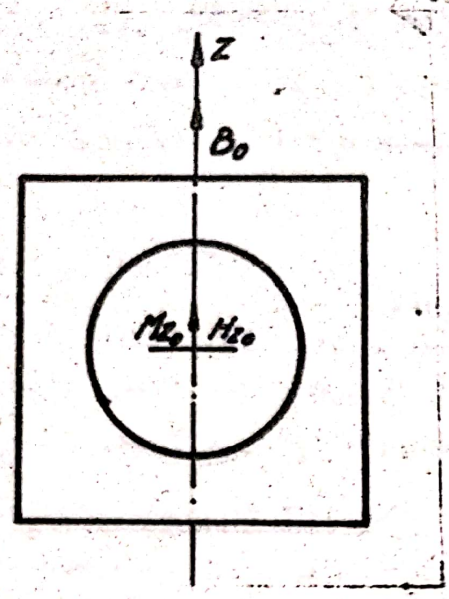


Fig. 1. Cavitatea rezonantă și balonul de stocaj al atomilor de hidrogen

consideră de forma

$$\vec{H} = H_{ZO}(t)\vec{h} \quad ; \quad \vec{M} = M_{ZO}(t)\vec{h} \tag{1.4}$$

Pentru regim sinusoidal

$$\vec{H} = H_{ZO}e^{i\omega t}\vec{h} \quad , \quad \vec{M} = \mu_{o\chi} H_{ZO}e^{i\omega t}\vec{h} \tag{1.5}$$

și setul de ecuații (1.1)-(1.3) se scrie

$$\left[(\omega_H^2-\omega^2) + j\frac{\omega\omega_H}{Q_H}\right]M_{ZO} = \frac{2\omega_H}{\hbar}|\mu_{BP}|^2 N_o H_{ZO} \tag{1.6}$$

$$\frac{N_o-Ne}{T_1} V_B = j\frac{4\omega}{\hbar\omega_H}\chi\eta W_m \tag{1.7}$$

$$\left[(\omega_o^2-\omega^2) + j\frac{\omega\omega_H}{Q_H}\right]H_{ZO} = -\frac{\eta\omega^2}{\mu_o} M_{ZO} \tag{1.8}$$

In deducerea ecuației (1.7) s-a avut în vedere că pentru regim staționar $\dot{N} \equiv 0$ și s-a integrat ecuația (1.2) pentru volumul balonului, unde s-a folosit factorul de umplere:

$$\eta = \frac{\frac{1}{2}\mu_o H_{ZO}^2 \int_{V_B} \|h_z\|^2 dv}{\frac{1}{2}\mu_o H_{ZO}^2 \int_V \|h\|^2 dv}$$

Relațiile (1.6), (1.7) și (1.8) vor servi la calculul puterii utile furnizate de maser.

2. CALCULUL PUTERII

2.1. Aplicînd teorema energiei [2] pentru cavitatea schiţată în figura 1, se obţine:

$$\underline{P} = \frac{\omega_c}{Q_c} W_m + j\omega\underline{\mu} \int_V \|H\|^2 dv - \frac{1}{2}\omega\varepsilon_o \int_V \|E\|^2 dv \qquad (2.1)$$

Cu $\mu = \mu_o(1 + \underline{\chi})$ şi $\chi = \chi' - j\chi''$ în spaţiul ocupat de balonul de stocaj se obţine

$$\underline{P} = \frac{\omega_c}{Q_c} W_m + \eta\omega\chi'' W_m + j\omega W_m - j\omega W_c \qquad (2.2)$$

Puterea reală totală este nulă; din puterea radiată atomii, o parte este disipată de pereţii cavităţii iar restul reprezintă puterea utilă

$$P_r = \frac{\omega_c}{Q_c} W_m + \eta\omega\chi'' W_m = 0 \qquad (2.3)$$

Pentru calculul puterii utile scriem

$$\frac{1}{Q_c} = \frac{1}{Q_{oc}} + \frac{1}{Q_{ex}} \qquad (2.4)$$

şi deci puterea utilă este

$$P_\mu = \frac{\omega_c}{Q_{ex}} W_m = \left(\frac{\omega_c}{Q_{oc}} + \eta\omega\chi''\right) W_m \qquad (2.5)$$

2.2. Pentru calculul puterii utile deducem mai întîi din (1.7) energia magnetică înmagazinată de cavitate

$$W_m = -\frac{N_o V_B}{T_1} \frac{\hbar\omega_H}{4\omega\eta\chi''} \qquad (2.6)$$

Diferenţa de populaţii de echilibru în regim staţionar $N_o = N_2 - N_1$ se obţine din condiţia de compatibilitate a sistemului (1.6), (1.8) sub forma

$$N_o = \frac{\mu_o \omega_H \hbar}{2Q_H Q_c \eta |\mu_{BP}|^2} \qquad (2.7)$$

In deducerea expresiei (2.7) s-a admis acordul corect al cavității rezonante [3]

$$\omega = \omega_C = \omega_H \tag{2.8}$$

Susceptibilitatea se obține direct din ecuația (1.6)

$$\underline{\chi} = \chi' - j\chi'' = \frac{2\omega_H}{\mu_o \hbar} |\mu_{BP}|^2 N_o \frac{1}{(\omega_H^2 - \omega^2) + j \frac{\omega \omega_H}{Q_H}} \tag{2.9}$$

și deci pentru acord corect (2.8) rezultă

$$\chi'' = - \frac{2|\mu_{BP}|^2 N_o Q_H}{\mu_o \hbar \omega_H} \tag{2.10}$$

2.3. Introducînd în relațiile (2.6), (2.7) și (2.10) valorile numerice

$$\hbar = 1{,}05 \times 10^{-34} \text{ [VAS]}, \quad \mu_{BP} = 1{,}16 \times 10^{-29} \text{ [Vsm]}$$

$$Q_H = 1{,}4 \times 10^9, \quad Q_C = 3 \times 10^4, \quad Q_{OC} = 6 \times 10^9, \quad \eta = 0{,}5$$

$$V_B = 2{,}26 \times 10^{-3} \text{ m}^{-3}, \quad T_1 = 0{,}5 \text{ s},$$

se obține

$$N_o = 2{,}08 \times 10^{14} \text{ atomi.m}^{-3}$$

$$\chi'' = -6{,}65 \times 10^{-8}$$

$$W_m = 8{,}2 \times 10^{-19} \text{ [VAS]}$$

$$P_\mu = 0{,}116 \text{ pW}$$

2.4. Determinările experimentale au fost făcute cu maserul M4 [4]. Pentru măsurarea puterii am folosit un receptor avînd o impedanță de intrare de 50 Ω. Inainte de efectuarea măsurătorilor receptorul a fost etalonat folosind un generator de măsură calibrat.

S-a măsurat dependența puterii utile Pu - funcție de presiune din

sursa de atomi de hidrogen, mărime proporţionată cu N_o (Fig. 2)

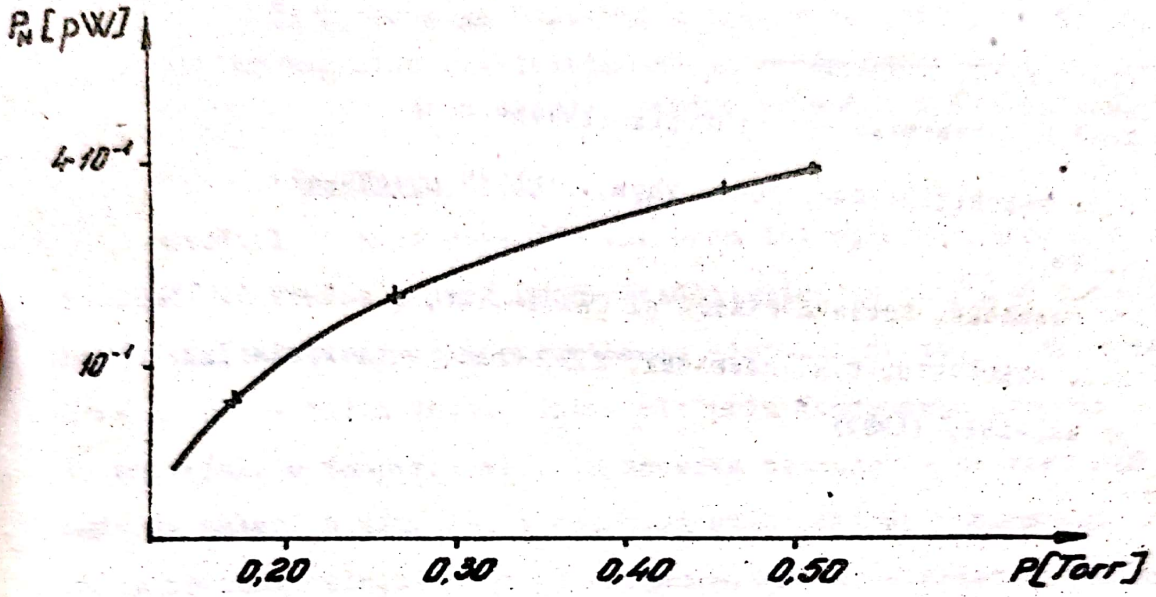


Fig. 2. Variaţia puterii utile Pu cu presiunea în sursă.

Variaţia puterii cu presiunea se datoreşte modificării lărgimii liniei (Q_μ) în principal datorită efectului de ciocniri cu schimb de spin.

3. CONCLUZII

Prin metoda folosită am putut calcula exact puterea utilă dată de maserul cu hidrogen. Cunoaşterea puterii este necesară pentru obţinerea unui raport semnal-zgomot cît mai mare în receptorul care serveşte la blocarea în fază a oscilatorului cu cuarţ.

Relaţiile deduse permit studierea completă a funcţionării maserului cu hidrogen în diferite condiţii de lucru.

Scanned with OKEN Scanner

BIBLIOGRAFIE

[1] Cipriana M. MANDACHE
Teză - Universitatea Bucureşti (1982)

[2] O.C. GHEORGHIU; Rev. Roum. Phys., 11, 5, p. 409-429 (1966)

[3] C. MANDACHE, Revista Fizică şi Chimie, IV, p. 65-69 (1980)

[4] O.C. GHEORGHIU, C.M. MANDACHE, C.R. Acad. Sci. Paris 295, p. 131-134, (1982)

Scanned with OKEN Scanner

MODEL DE CALCUL PENTRU STUDIUL CĂLIRII SUPERFICIALE

I.F.HĂNȚILĂ + și S.ZISSU ++

În lucrare se prezintă o metodă de calcul a cîmpului electromagnetic cuasistaționar în medii feromagnetice. Este descrisă aplicarea metodei pentru un model bidimensional.

1. Introducere

Studiul călirii superficiale prin inducție electromagnetică implică rezolvarea a două probleme:determinarea cîmpului electromagnetic cuasistaționar și determinarea cîmpului de temperaturi,cele două probleme fiind legate între ele prin dependența proprietăților de material,de temperatură . În această comunicare se prezintă o metodă de calcul a cîmpului electromagnetic periodic permanent într-un mediu feromagnetic,izotrop și omogen,avînd caracteristica de magnetizare monotonă.

2. Rezolvarea problemei neliniare

Pentru calculul regimurilor tranzitoriu sau periodic permanent ale cîmpului electromagnetic în medii neliniare,se utilizează o procedură iterativă [1] . Mediul neliniar este înlocuit printr-un mediu de calcul linear,avînd o permeabilitate μ și o magnetizație $\vec{M}$, care este corectată în funcție de intensitatea cîmpului magnetic $\vec{H}$. Procedura iterativă este :

$$\vec{M}^{(0)} \xrightarrow{L} \vec{H}^{(1)} \xrightarrow{f} \vec{M}^{(1)} \rightarrow \dots \vec{M}^{(n-1)} \xrightarrow{L} \vec{H}^{(n)} \xrightarrow{f} \vec{M}^{(n)} \qquad (2.1)$$

în care $\vec{M}^{(0)}$ este o magnetizație arbitrară,iar $\vec{H}^{(n)}$,$\vec{M}^{(n)}$ sînt calculate la iterația a n-a . Rezolvînd o problemă liniară,se determină $\vec{H}^{(n)}$ din $\vec{M}^{(n-1)}$,rezultînd apoi $\vec{M}^{(n)}$ din relația :

$$\vec{M}^{(n)} = \vec{H}^{(n)} - \nu \cdot f(\vec{H}^{(n)}) \qquad (2.2)$$

+ șef de lucrări,doctor inginer,la catedra Electrotehnică I,facultatea Electrotehnică,din Institutul Politehnic București

++ asistent ,inginer,la aceeași catedră .

în care $\nu = 1/\mu$ este reluctivitatea mediului de calcul, funcţia $\vec{H} \to f(\vec{H})$ este caracteristica de magnetizare (lipschitziană şi monotonă), L şi $\hat{I}$ sînt operatorii liniari, respectiv neliniari, astfel că operatorul $L\hat{I}$ este strict contractiv. Operatorul $\vec{M}^{(n-1)} \to \vec{H}^{(n)}$ este acelaşi pentru toate iteraţiile. Se poate asigura o convergenţă optimă, dacă se alege o reluctivitate optimă de calcul [2] ; viteza de convergenţă se poate mări prin utilizarea unei proceduri de suprarelaxare dinamică [3] .

3. Analiza în domeniul timp

Într-o lucrare anterioară [4] , s-a dovedit că regimul periodic permanent al cîmpului electromagnetic în medii neliniare, se poate obţine ca o soluţie asimptotică a regimului tranzitoriu, cu condiţii iniţiale arbitrare. S-a arătat deasemenea , că comportarea în timp a potenţialului magnetic vector $\vec{A}$, ales ca variabilă de stare, are caracter neexpansiv.

Fie Ω un domeniu, mărginit de suprafaţa închisă ; în acest domeniu se defineşte un cîmp electromagnetic cuasistaţionar, descris de ecuaţiile:

$$\text{rot}\ \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\ , \qquad \text{rot}\ \vec{H} = \sigma \vec{E} \tag{3.1}$$

$$\vec{B} = \mu(\vec{H} - \vec{M}) \quad \text{sau} \quad \vec{M} = \vec{H} - \nu f(\vec{H})$$

unde μ, ν şi $\vec{M}$ corespund domeniului de calcul ales. Condiţiile de frontieră pe Σ sînt în general:

$$\vec{n} \times \vec{E}(M,t) = \vec{f}_e \ , \ M \in \Sigma_e \tag{3.2}$$
$$\vec{n} \times \vec{H}(M,t) = \vec{f}_h \ , \ M \in \Sigma_h$$

cu $\Sigma = \Sigma_e \cup \Sigma_h$ şi $\Sigma_e \cap \Sigma_h = \phi$, iar condiţia iniţială $\vec{B}(o) = \vec{B}_o$ se alege nulă.

Se integrează prima ecuaţie din (3.1), rezultînd

$$\text{rot rot}\ \vec{H} + \mu\sigma \vec{H} = \mu\sigma \vec{M} + \sigma \vec{B}_o \tag{3.3}$$

unde $\vec{H}(t) = \int_o^t \vec{H}(\tau)\, d\tau$

Divizînd intervalul de timp $[o,T]$ (T fiind perioada condiţii-

lor de frontieră $\vec{f_e}$, $\vec{f_h}$) în n-pași de timp și scriind ecuația(3.3) pentru pasul $[t_k , t_{k+1}]$,se obține :

$$\sum_{i=1}^{k-1} \Delta t_i \cdot \text{rot rot } \tilde{\vec{H}}^{(i)} + \text{rot rot } \int_{t_k}^{t} \vec{H}(\tau)\, d\tau + \mu\sigma\, \tilde{\vec{H}}^{(k)}(t) = \mu\sigma\, \tilde{\vec{M}}^{(k)}(t) + \sigma \vec{E}_0 \qquad (3.4)$$

În relația(3.4) , $\tilde{H}^{(k)}$ și $\tilde{M}^{(k)}$ sînt valorile medii ale lui $\vec{H}$ și respectiv $\vec{M}$

$$\tilde{H}^{(k)} = \frac{1}{t_{k+1}-t_k} \int_{t_k}^{t_{k+1}} \vec{H}(\tau)\, d\tau \quad ; \quad \tilde{M}^{(k)} = \frac{1}{t_{k+1}-t_k} \int_{t_k}^{t_{k+1}} \vec{M}(\tau)\, d\tau \qquad (3.5)$$

iar $\Delta t_k = t_{k+1} - t_k$. Integrînd ecuația(3.4) pe același interval de timp și ținînd seama că

$$\int_{t_k}^{t_{k+1}} dt \int_{t_k}^{t} \vec{H}(\tau)\, d\tau = \frac{\Delta t_k^2}{2} \cdot \tilde{\vec{H}}^{(k)} \qquad (3.6)$$

se obține în final ecuația

$$\frac{\Delta t_k}{2} \cdot \text{rot rot } \tilde{\vec{H}}^{(k)} + \mu\sigma\, \tilde{\vec{H}}^{(k)} = \mu\sigma\, \tilde{\vec{M}}^{(k)} + T^{(k)} \qquad (3.7)$$

valabilă pentru $t \in [t_k , t_{k+1}]$. În relația(3.7),termenii liberi $T^{(k)}$ sînt dați de relațiile de recurență

$$T^{(k+1)} = -2\,\mu\sigma\, (\tilde{M}^{(k)} - \tilde{H}^{(k)}) - T^{(k)}, \; k>1 \quad \text{și} \quad T^{(1)} = 0 \qquad (3.8)$$

Din sistemul de ecuații de tip (3.7),se calculează succesiv $\tilde{H}^{(1)}$, $\tilde{H}^{(2)}$,..... $\tilde{H}^{(n)}$,la fiecare pas de timp rezolvîndu-se o problemă de regim staționar(prin utilizarea metodei elementelor finite,diferențelor finite sau funcțiilor Green). Dacă se alege pași de timp egali matricea corespunzătoare operatorului Helmholtz din (3.6) este aceeași pentru fiecare pas de timp și pentru fiecare iterație a lui $\vec{M}$.
La fiecare pas de timp,se utilizează procedura iterativă descrisă în paragraful 2.

4. Rezolvarea ecuației Helmholtz(3.7) în cazul unui model bidimensional

Se studiază pătrunderea cîmpului electromagnetic într-o piesă feromagnetică paralelipipedică,de lungime $l \gg a,b$,introdusă în interiorul unei bobine parcurse de un curent sinusoidal ,cunoscut (fig.1)

niu, iar $\vec{M}$ o variaţie neliniară (conform (3.1)).

Metoda de calcul propusă este utilă pentru a rezolva problema completă electromagnetică şi termică, mediul de calcul avînd o permeabilitate μ, fixată, care asigură convergenţa procedurii neliniare, deoarece odată cu creşterea temperaturii, scade permeabilitatea dinamică maximă a caracteristicii de magnetizare B=f(H); matricea $[\alpha_{ij}]$, calculată cu ajutorul funcţiei Green, rămîne aceeaşi.

BIBLIOGRAFIE

1. I.F.HĂNŢILĂ, A method of solving stationary magnetic field in non-linear media, Rev.Roum.Sci.Techn.-Elth. et Energ., v.2o, 3, 397-4o7(1975)
2. I.F.HĂNŢILĂ, Mathematical methods of the relation between B and H for non-linear media, Rev.Roum.Sci.Techn.-Elth. et Energ., v.19, 3, 429-448(1974)
3. I.F.HĂNŢILĂ, G.GRAMA, An overrelaxation method for the computation of the fixed point of a contractive mapping, Rev.Roum.Sci Techn.-Elth. et Energ., v.27, 4, 395-398(1982)
4. S.ZISSU, I.F.HĂNŢILĂ, A method for solving a steady-state electromagnetic field in non-linear media, Rev.Roum.Sci.Techn.-Elth. et Energ., v.28, 3, 251-257(1983)

Scanned with OKEN Scanner

ASUPRA DEPENDENTEI MAGNETIZARII UNUI SISTEM DE PROTONI DE VITEZA DE CURGERE

VIORICA GHEORGHE* si ABDO NAGI**

Rezumat. Utilizînd modelul fenomenologic al lui Bloch, am obţinut dependenţa analitică a magnetizării nucleare a unui sistem de protoni de timp, de cîmpurile magnetice şi de timpii de relaxare efectivi. Considerînd curgerea laminară şi staţionară, am determinat dependenţa magnetizării protonilor de viteza de curgere a lichidului. Pentru debite ale apei în domeniul 0,5-4 $cm^3 s^{-1}$ (curgere laminară) rezultatele teoretice obţinute sînt compatibile cu cele experimentale.

1. INTRODUCERE

Aplicînd unui lichid care curge printr-un cîmp polarizant spre un detector de rezonanţă nucleară un cîmp oscilant rezonant (creat de o bobină montată pe tubul prin care curge lichidul), momentele magnetice ale nucleelor se inversează faţă de direcţia cîmpului polarizant extern [1]. Intrînd în detectorul de rezonanţă nucleara, nucleele radiază energie în circuitul de radiofrecvenţa; în consecinţă, se înregistrează un semnal de emisie în locul unuia de absorbţie. In anumite condiţii, acest sistem nuclee - circuit de rezonanţă este instabil şi în el apare o autooscilaţie. Un astfel de sistem ("maser cu rezonanţă nucleară") a fost pentru prima dată realizat de Benoit [2].

Studiul maserilor cu lichid este interesant atît din punct de vedere teoretic, cît şi aplicativ. Analiza modului lor de funcţionare permite o mai bună înţelegere a mecanismului funcţionării maserilor cu fascicul atomic (molecular) folosiţi ca orologii atomice.

In lucrările [3,4], noi am obţinut experimental inversia de populaţie într-un curent de apă prin trecere adiabatică rapidă, după metoda propusă de Benoit. Am remarcat existenţa unui maxim plat al

*Cercetător principal, Doctor în Fizica, Institutul de Fizica şi Tehnologia Aparatelor cu Radiaţii, Bucureşti, C.P. MG-7
**In timpul efectuării stagiului pentru obţinerea titlului de Doctor în Fizică. Adresa permanentă: R.P.D. Yemen, Aden

nivelului de oscilaţie maser (respectiv al absorbţiei de rezonanţă magnetică) al protonilor pentru un debit de apă de cca 4 $cm^3 s^{-1}$.

In această lucrare se calculează dependenţa amplitudinii semnalului maser (respectiv al absorbţiei de rezonanţă magnetică al protonilor), de debitul apei.

2. SOLUTIILE MATRICIALE ALE ECUATIILOR BLOCH

Considerăm un sistem de protoni care se află într-un cîmp magnetic constant $\vec{H}_o$, sub influenţa unui cîmp magnetic de radiofrecvenţă $\vec{H}_1$, care se roteşte cu o frecvenţă ω într-un plan normal la $\vec{H}_o$ (fig.1).

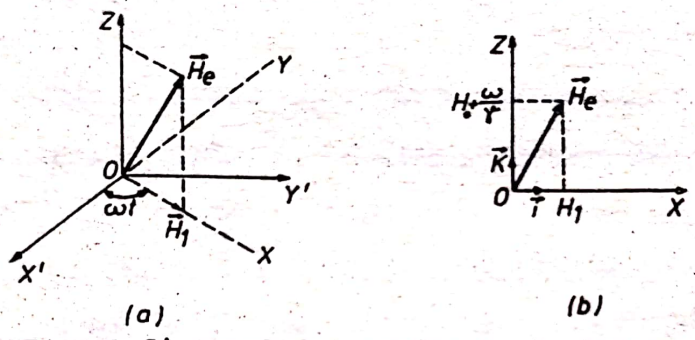


Fig. 1 Sistemul de coordonate de lucru

Schimbarea în magnetizarea protonilor este descrisă de ecuaţiile Bloch [5], transformate prin metoda lui Wangness [6] într-un sistem de coordonate de rotaţie:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_e - \frac{M_x}{T_{2n}} \vec{i} - \frac{M_y}{T_{2n}} \vec{j} - \frac{M_z - M_o}{T_{1n}} \vec{k} \qquad (1)$$

In ecuaţia (1), M_x, M_y, M_z sînt proiecţiile magnetizării pe axele de rotaţie x, y, z respectiv, $M_o\vec{k}$ este magnetizarea de echilibru în cîmpul $\vec{H}_o$, T_{1n} şi T_{2n} sînt timpii de relaxare efectivi pentru componentele longitudinală respectiv transversală ale magnetizării, γ este raportul giromagnetic al protonilor şi cîmpul magnetic efectiv $\vec{H}_e$ este dat de

$$\vec{H}_e = (H + \frac{\omega}{\gamma})\vec{k} + H_1 \vec{i} \qquad (2)$$

Este convenabil să scriem sistemul de ecuaţii diferenţiale (1) în următoarea formă matricială:

$$X' = AX+W, \quad X = \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix}; \quad W = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ wM_o \end{pmatrix}; \quad A = \begin{pmatrix} -w & d & 0 \\ -d & -u & cc \\ 0 & -c & w \end{pmatrix}, \tag{3}$$

$$w = \frac{1}{T_{1n}} \; ; \quad u = \frac{1}{T_{2n}} \; ; \quad d = \omega - \gamma H_o \; ; \quad c = -\gamma H_1 \tag{4}$$

Presupunem că A şi W nu depind de timpul t. In acest caz, soluţia ecuaţiei diferenţiale (1) cu condiţiile $M_x(0) = M_y(0) = 0$; $M_z(0) = M_o$ poate fi scrisă ca

$$X = e^{tA}X_1 + X_2 \; , \quad X_1 = \frac{M_{oc}}{\Delta}\begin{pmatrix} -dw \\ -uw \\ uc \end{pmatrix}; \quad X_2 = \frac{M_o w}{\Delta}\begin{pmatrix} dc \\ uc \\ u^2+d^2 \end{pmatrix} \tag{5}$$

$$\Delta = -\det A = u^2w + d^2w + c^2u$$

Pentru a calcula exp(tA), am rezolvat ecuaţia caracteristică $\det(A-\lambda I) = 0$. Această ecuaţie are rădăcinile λ_k:

$$\lambda_k = \frac{1}{3}(2u+v) + \alpha_k \sqrt[3]{-\frac{q}{2} + \sqrt{R}} + \beta_k \sqrt[3]{-\frac{q}{2} - \sqrt{R}}, \quad k = 1, 2, 3 \tag{6}$$

$$\alpha_1 = \beta_1 = -1; \; \alpha_2 = \beta_2^* = \alpha_3^* = \beta_3 = -\frac{1}{2}(1 + \sqrt{3}\, i),$$

$$q = \frac{1}{3}(u-w)(2d^2-c^2) + \frac{2}{27}(u-v)^3,$$

$$R = \frac{1}{100}\left[4d^2(u-w)^4 + (8d^4-20c^2d^2-c^4)(u-w)^2 + 4(c^2+d^2)^3\right].$$

Deoarece λ_1, λ_2 şi λ_3 au părţi reale negative, soluţia (5) este asimptotic stabilă [7].

Soluţia (5) poate fi scrisă astfel:

a) $\lambda_1 \neq \lambda_2 \neq \lambda_3$; $X = \sum_{j=1}^{3} e^{\lambda_j t} Y_j + X_2$,

$$Y_j = \frac{1}{(\lambda_j-\lambda_k)(\lambda_j-\lambda_h)}\left[\lambda_k\lambda_h X_1 - (\lambda_k+\lambda_h)X'(0) + X''(0)\right],$$

$(j,k,h) = (1,2,3), (2,3,1), (3,1,2)$;

b) $\lambda_1 \neq \lambda_2$; $\lambda_2 = \lambda_3$; $X = e^{\lambda_1 t}Y + e^{\lambda_2 t}(Y_2+tY_3) + X_2$, (7)

$$Y_1 = \frac{1}{(\lambda_1-\lambda_2)^2}\left[\lambda_2^2 X_1 - 2\lambda_2 X'(0) + X''(0)\right]$$

Scanned with OKEN Scanner

$$Y_2 = \frac{1}{(\lambda_1-\lambda_2)^2}[\lambda_1(\lambda_1-2\lambda_2)X_1 + 2\lambda_2 X'(0) - X''(0)],$$

$$Y_3 = \frac{1}{(\lambda_2-\lambda_1)^2}[\lambda_1\lambda_2 X_1 - (\lambda_1+\lambda_2)X'(0) + X''(0)];$$

c) $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3$; $X = e^{\lambda_1 t}(Y_1+tY_2+t^2Y_3) + X_2$, $Y_1 = X_1$;

$Y_2 = X'(0) + \lambda_1 X_1$, $Y_3 = \frac{1}{2}\left[X''(0) - 2\lambda_1 X'(0) + \lambda_1^2 X_1\right]$,

unde

$$X'(0) = M_0 c\begin{pmatrix}0\\1\\0\end{pmatrix}; \quad X''(0) = M_0 c\begin{pmatrix}d\\-u\\-c\end{pmatrix}. \tag{9}$$

In cazul particular al unui rezonator corect acordat ($d = 0$), se obține soluția folosită de Zhernovoi și Latyshev [1], iar pentru cazul în care timpii de relaxare efectivi sînt egali ($T_{1n} = T_{2n}$), obținem soluția lui Ladjouze [8]. Este evident că $X = X_2$ este soluția asimptotică Bloch [5].

3. DEPENDENTA MAGNETIZARII PROTONILOR DE VITEZA DE CURGERE A LICHIDULUI

Pentru a calcula dependența magnetizării protonilor de viteza de curgere a lichidului v, introducem valoarea medie a soluției (5) a ecuației Bloch pe intervalul de timp $[0,T]$:

$$\bar{X} = \frac{1}{T}\int_0^T X\,dt\,, \tag{10}$$

unde T este timpul de curgere prin bobină. Din (7) și (16) obținem

$$\bar{X} = X_2 - \frac{1}{T}A^{-1}X_1 + \frac{1}{T}A^{-1}[X(T)-X_2]. \tag{11}$$

O evaluare corectă pentru $\bar{X}$ este dată de ecuațiile (11), (5)-(9), (4) și

$$A^{-1}X'(0) = X_1 \quad ; \quad A^{-1}X''(0) = X'(0), \tag{12}$$

$$A^{-1}X_1 = \frac{M_o c}{\Delta}\begin{pmatrix} 2udw^2 + dc^2w - udc^2 \\ -d^2w^2 + u^2w^2 - u^2c^2 \\ d^2cw - u^2cw - u^3c - ucd \end{pmatrix}$$

In cazul unei distribuţii de viteze uniforme, dependenţa magnetizării protonilor de viteza lichidului este dată de (11) cu $T = 1/v$, unde l este lungimea bobinei.

Valoarea medie a magnetizării protonilor pe volumul bobinei V_c cu raza cilindrului r_o poate fi scrisă ca

$$\langle X \rangle = \frac{1}{\pi r_o^2 l} \int_{V_c} \tilde{X}\, dx\, dy\, dz. \qquad (13)$$

Din (13) şi (11), în cazul unei distribuţii de viteze POISEUILLE

$$v = 2v_o\left(1 - \frac{x^2+y^2}{r_o^2}\right) \quad ; \quad x^2 + y^2 \le r_o^2 \quad , \quad T_o = 1/2v_o \qquad (14)$$

obţinem

$$\langle X \rangle = X_2 - \frac{1}{2T_o} A^{-1}X_1 + T_o\left(\int_{T_o}^{\infty} A^{-1}[X(t) - X_2]\, \frac{1}{t^3}\, dt\right)X_1, \qquad (15)$$

Remarcăm că amplitudinea semnalului în funcţie de viteza lichidului creşte asimptotic la o valoare constantă pentru cîmpuri magnetice intense şi trece printr-un maxim pentru cîmpuri magnetice slabe.

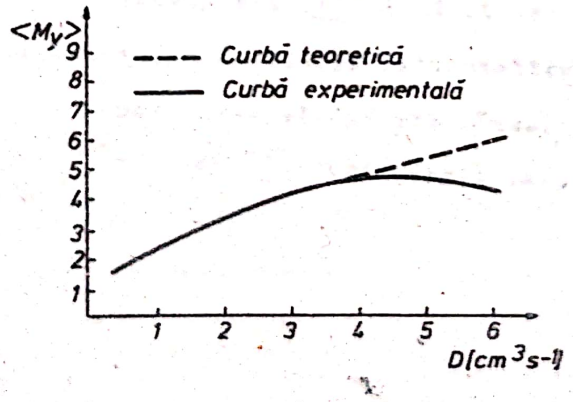


Fig. 2 Dependenta magnetizarii calculate, respectiv masurate a sistemului de protoni de debitul apei

Curba teoretică dată în fig. 2 pentru amplitudinea semnalului de rezonanţă nucleară (proporţional cu <My>) funcţie de viteza lichidului am obţinut-o reprezentînd grafic expresia (15) pentru $u = 10^{-3} s^{-1}$, $w = 1,2\ s^{-1}$, $|d| = 10^{-4} s^{-1}$, $c = -30\ s^{-1}$, $T_o = 2,5 \cdot 10^{-3}\ s^{-1}$, valori pe care le-am folosit în experimentările noastre [3,4]. Pentru debite ale apei în domeniul 0,5-4 $cm^3 s^{-1}$ (curgere laminară) rezultatele teoretice obţinute sînt compatibile cu rezultatele experimentale.

R E F E R I N Ţ E

[1] A.I.ZHERNOVOI si G.D. LATYSHEV, "Nuclear Magnetic Resonance in a Liquid", Consultants Bureau, New York, 1965 (p. 12-15)

[2] H. BENOIT, Teza, Masson, Paris (1959)

[3] A.A. NAGI, Teza, Bucuresti (1983)

[4] A.A. NAGI, V. GHEORGHE, C. MANDACHE si O. GHEORGHIU, Conf. "Progrese in Fizica", Craiova, 1983

[5] F. BLOCH, Phys. Rev. 70, 460 (1946)

[6] R.K. WANGNESS, Am. J. Phys. 21, 275 (1953)

[7] L. ELSGOLTS, "Differential Equations and the Calculus of Variations", Mir Publishers, 1980

[8] H. LADJOUZE, Teza, Alger, 1972

Scanned with OKEN Scanner

O APLICATIE A UNEI NOI TEOREME A FORTELOR GENERALIZATE.

P. ANDEA*

In lucrare se calculează forţa dezvoltată de un electromagnet folosind cea de-a treia teoremă a forţelor generalizate, obţinîndu-se aceeaşi relaţie ca şi în calculele efectuate pe baza celor două teoreme clasice ale forţelor generalizate, fapt care confirmă aplicativitatea celei de-a treia teoreme.

1. Introducere.

In [1] se demonstrează o nouă teoremă a forţelor generalizate, "a treia" care, în condiţiile specificate, se enunţă astfel: forţa generalizată F_j, care se exercită după coordonata generalizată x_j este egală cu derivata în raport cu coordonata generalizată x_j a energiei W primită de la surse, mai puţin pierderile prin efect Joule-Lenz, derivată efectuată la $\Phi_K . i_K$ = ct. Conform enunţului avem:

$$F_j = \left(\frac{\partial W}{\partial x_j}\right)_{\Phi_K . i_K = ct} \qquad (1)$$

relaţie care pentru un singur circuit (K=1) şi o singură coordonată generalizată (j=1), cum este cazul la un electromagnet, devine [1]:

$$F = \left(i \frac{d\Phi}{dx}\right)_{\Phi . i = ct} \qquad (2)$$

i fiind curentul prin înfăşurarea electromagnetului, iar Φ fluxul total al acestuia.

---

* Dr.ing. Petru Andea este şef lucrări la Facultatea de electrotehnică din cadrul Institutului politehnic "Traian Vuia" din Timişoara.

Scanned with OKEN Scanner

Condiţia:

$$\Phi . i = ct \quad , \quad \text{respectiv} \quad \psi . i = ct \qquad (3)$$

are semnificaţia păstrării neschimbate, la deplasare virtuală, a energiei magnetice a electromagnetului, ψ reprezintă înlănţuirea magnetică totală a electromagnetului.

Este cunoscut [2] că utilizînd oricare din cele două teoreme clasice ale forţelor generalizate (lagrangiene) pentru calculul forţei F dezvoltată de un electromagnet se obţine aceeaşi expresie:

$$F = \frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{dx} \qquad (4)$$

unde L este inductivitatea totală a electromagnetului, dependentă de dimensiunile geometrice ale acestuia şi de numărul de spire al înfăşurării.

In lucrare se determină expresia forţei dezvoltate de un electromagnet, utilizînd pentru calculul acesteia cea de-a treia teoremă a forţelor generalizate.

2. Calculul forţei dezvoltate de un electromagnet folosind cea de-a treia teoremă a forţelor generalizate.

Considerăm un electromagnet conform modelului fizic prezentat în fig.1, avînd inductivitatea L(x) şi înfăşurarea parcursă de curentul i.

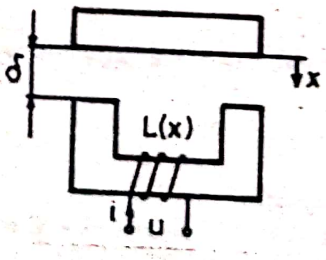


Fig.1. Modelul fizic al unui electromagnet.

Se defineşte pentru un astfel de electromagnet [2]:

$$L(x) = \frac{\Psi}{i} \quad [H] \qquad (5)$$

Condiția (3) în care se realizează deplasarea virtuală pe baza căreia se demonstrează a treia teoremă a forțelor generalizate, conduce, în cazul considerat, prin derivare, la relația:

$$d(\Psi . i) = \Psi di + i\, d\Psi = 0 \qquad (6)$$

Din relațiile (2) și (6) rezultă că forța dezvoltată de electromagnet, conform celei de-a treia teoreme a forțelor generalizate, se poate scrie și sub forma:

$$F = \left(-\Psi \frac{di}{dx}\right)_{\Psi . i = ct} \qquad (7)$$

Insumînd relațiile (2) și (7) se obține:

$$2F = \left(i \frac{d\Psi}{dx} - \Psi \frac{di}{dx}\right)_{\Psi . i = ct} \qquad (8)$$

Derivînd relația (5) în raport cu coordonata generalizată x se obține:

$$\frac{di}{dx} = \frac{i \frac{d\Psi}{dx} - \Psi \frac{di}{dx}}{i^2} \qquad (9)$$

iar din relațiile (8) și (9) se obține forța F dezvoltată de electromagnet sub forma:

$$F = \frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{dx} \qquad (10)$$

relația (10) fiind identică cu (4).

3. Concluzii.

Aplicînd cea de-a treia teoremă a forțelor generalizate în calculul forței dezvoltate de un electromagnet se obține aceeași expresie ca și în cazul calculelor efectuate cu cele două teoreme clasice ale forțelor generalizate.

Rezultă așadar că această teoremă "a treia" a forțelor generalizate are aceeași aplicabilitate ca celelalte două.

Scanned with OKEN Scanner

BIBLIOGRAFIE.

1. P.ANDEA, Asupra unei noi teoreme a forţelor generalizate, Buletinul C.N.E.E., vol.II, Bazele electrotehnicii, Timişoara, 1982 (pag. 447-452).

2. PL.ANDRONESCU, Bazele electrotehnicii, vol.II, E.D.P, Bucureşti, 1972.

Scanned with OKEN Scanner

FENOMENE MAGNETICE IN OBIECTELE ASTROFIZICE CONDENSATE

CORNELIU CIUBOTARIU *)

Rezumat. Lucrarea studiază noi aspecte ale rolului cîmpului magnetic în desfăşurarea colapsului gravitaţional al obiectelor astrofizice. Pentru descrierea mişcării materiei în diversele stadii de dezvoltare ale colapsului se foloseşte modelul de plasmă magnetoactivă supraconductoare. Pentru cazul unui colaps anizotrop, cînd variaţia deformării de-a lungul liniilor de cîmp magnetic este proporţională cu expansiunea şi cu densitatea de energie a cîmpului magnetic, se obţine legătura între intensitatea cîmpului magnetic şi densitatea proprie de masă a obiectului astrofizic.

1. Introducere

Cîmpurile magnetice sînt importante în multe situaţii astrofizice aşa cum apar, de exemplu, în stelele neutronice şi magnetosferele lor, în stadiul final al colapsului stelar, în domeniul de acreţie al unui gol negru şi, în general, în orice situaţie legată de cosmologie. In lucrarea de faţă vom studia noi aspecte ale rolului cîmpului magnetic în evoluţia unui colaps gravitaţional. Asupra acestui subiect s-au scris multe articole. Este interesant că singurul sistem fizic, cunoscut pînă în prezent, care nu suferă colaps gravitaţional este cîmpul magnetic (sau electric) pur [1]. Un cîmp magnetic pur inhibă colapsul şi are proprietatea remarcabilă de a se stabiliza împotriva colapsului gravific. Insă cîmpurile magnetice însoţite de plasmă sau, în general, de un fluid încărcat electric, constituie un model pentru producerea colapsului gravific. In domeniul de acreţie al unui obiect astrofizic, plasma cade spre interior şi transportă cu ea cîmpul magnetic

*) Conferenţiar, doctor în fizică, Catedra de fizică, Institutul Politehnic Iaşi.

Apare următoarea întrebare: cîmpul magnetic cuplat cu o plasmă inhibă sau stimulează colapsul? Nu se poate da un răspuns exact deoarece plasma magnetoactivă este descrisă de un număr mare de ecuaţii care, în nici un caz apropiat de realitate, nu pot conduce la o soluţie interpretabilă din punct de vedere fizic. Se cunosc puţine soluţii ale ecuaţiilor lui Einstein pentru plasma cuplată cu un cîmp magnetic „îngheţat" în ea (ecuaţiile Einstein-Lichnerowicz). Ozsváth[2] a obţinut o clasă specială de soluţii omogene pentru cazul unui univers cu fluid incoerent cînd presiunea este zero. Aceste soluţii însă nu au un sens fizic deoarece plasma cu presiune nulă nu are conductivitate electrică iar ecuaţiile de la care s-a pornit nu mai sînt aplicabile în cazul studiat. Soluţiile obţinute de Ozsváth sînt importante numai din punct de vedere matematic. Roy şi Prakash[3] au obţinut un model magnetohidrodinamic (MHD) anizotrop de univers irotaţional cu expansiune şi deformare. Ei presupun că tensorul cîmp electromagnetic are numai o componentă diferită de zero şi anume cîmpul magnetic din direcţia axei x. Se ajunge la concluzia că intensitatea cîmpului magnetic dă o contribuţie pozitivă la expansiunea plasmei. Cum în timpul desfăşurării colapsului expansiunea totală a plasmei este negativă, această concluzie este importantă şi arată că prezenţa cîmpului magnetic conduce la diminuarea vitezei colapsului gravific. Totuşi, este dificil să admitem că, în timpul unui colaps, direcţia cîmpului magnetic se menţine aceeaşi şi, deci, se poate afirma că nu există nici o soluţie riguroasă sau chiar aproximativă a ecuaţiilor generale Einstein-Lichnerowicz care să corespundă unui caz real. In prezent este posibil doar să se obţină unele relaţii generale, legi de conservare şi criterii după care un cîmp magnetic poate deveni important în timpul desfăşurării unui colaps(vezi[4 - 9]).

Este clar că nu este corect să se folosească un singur model pentru a descrie comportarea materiei într-o stea neutronică sau în diversele stadii ale unui colaps stelar. Magnetosfera şi crusta unei stele neutronice reprezintă o plasmă magnetoactivă de conductibilitate electrică

mare situată într-un cîmp gravitaţional puternic şi, deci, aceste regiuni sînt descrise de modelul magnetohidrodinamic relativist general (MHDRG). Interiorul stelei neutronice poate fi descris de un model de fluid uniform încărcat iar către sfîrşitul evoluţiei termonucleare a unui obiect astrofizic supermasiv se poate folosi modelul de ferofluid [10]. In prezenta lucrare ne vom limita la cazul plasmei magnetoactive de conductibilitate electrică foarte mare.

2. Colapsul gravitaţional în modelul MHDRG

Ecuaţiile MHDRG (ecuaţiile Einstein-Lichnerowicz [11, 12]) sînt:

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}Rg_{\alpha\beta} + \Lambda g_{\alpha\beta} = \varkappa T_{\alpha\beta} = \varkappa\left[(rf + \mu h^2)u_\alpha u_\beta + (p + \frac{1}{2}\mu h^2)g_{\alpha\beta} - \mu h_\alpha h_\beta\right], \tag{2.1}$$

$$u_\alpha u^\alpha = -1, \qquad h_\alpha h^\alpha = h^2, \qquad u_\alpha h^\alpha = 0, \tag{2.2}$$

$$(u^\alpha h^\beta - u^\beta h^\alpha)_{;\alpha} = 0 \quad \text{(Ecuaţiile lui Maxwell)}, \tag{2.3}$$

unde $\varkappa = (8\pi G/c^4)$ este constanta gravitaţională relativistă, μ este permeabilitatea (presupusă constantă în această lucrare); r, $\rho = c^2 r + re$, $f = (\rho/r) + (p/r)$, p, h^α şi e sînt densitatea de masă proprie, densitatea totală de energie proprie, indicele fluidului, presiunea, cîmpul magnetic şi, respectiv, energia internă specifică. Inmulţind ecuaţia (2.3) cu h_β şi folosind (2.2) obţinem ecuaţiile de propagare ale lui Mason pentru intensitatea cîmpului magnetic [6, 8]

$$\frac{1}{h}\frac{Dh}{ds} + \frac{2}{3}\theta - \frac{1}{h^2}h^\alpha h^\beta \sigma_{\alpha\beta} = 0 \tag{2.4}$$

şi pentru densitatea de energie megnetică [7]

$$\frac{1}{w_m}\frac{Dw_m}{ds} + \frac{4}{3}\theta - \frac{2}{h^2}h^\alpha h^\beta \sigma_{\alpha\beta} = 0, \tag{2.5}$$

unde $w_m = (\mu h^2/2)$, θ şi $\sigma_{\alpha\beta}$ sînt densitatea de energie magnetică, scalarul de expansiune şi tensorul de deformare ("shear"). D/ds reprezintă derivata covariantă de-a lungul liniei de univers a particulei de plasmă. O altă consecinţă a ecuaţiilor lui Maxwell (2.3) este „condiţia de divergenţă"

$$h^\alpha{}_{;\alpha} = a_\alpha h^\alpha, \tag{2.6}$$

unde a^α este 4-vectorul acceleraţie. Această ecuaţie este analoagă cu condiţia de divergenţă pentru vectorul rotaţie.

Ecuaţiile de mişcare ale plasmei rezultă din ecuaţiile de conservare

$$T^{\alpha\beta}{}_{;\beta} = 0 \qquad (2.7)$$

Din componentele temporale contractate ale acestor ecuaţii,

$$\frac{D\varrho}{ds} + (\varrho + p)\,\theta + \frac{Dw_m}{ds} + \frac{4}{3} w_m \theta - \mu h^\alpha h^\beta \sigma_{\alpha\beta} = 0, \qquad (2.8)$$

şi ecuaţia (2.5) obţinem ecuaţia de propagare pentru ϱ

$$\frac{D\varrho}{ds} + (\varrho + p)\,\theta = 0. \qquad (2.9)$$

Componentele spaţiale ale ecuaţiei (2.7), contractate cu h_α, conduc la relaţia

$$(\varrho + p) a^\alpha h_\alpha = p_{,\alpha} h^\alpha . \qquad (2.10)$$

Din această relaţie rezultă că în cazul cînd cîmpul magnetic este normal la gradientul de presiune, acceleraţia particulei de plasmă este şi ea normală la cîmpul magnetic. Suprafeţele de presiune constantă, în acest caz, pot fi considerate ca fiind alcătuite din linii de cîmp magnetic ca în configuraţiile de echilibru ale plasmei din instalaţiile de fuziune.

Considerăm un colaps pentru care deformarea de-a lungul liniilor de cîmp magnetic este proporţională cu densitatea de energie magnetică şi cu scalarul de expansiune:

$$h^\alpha h^\beta \sigma_{\alpha\beta} = g\,\theta\, h^2 , \qquad (2.11)$$

unde g este un factor de formă constant ce caracterizează tipul colapsului. Dacă ecuaţia de stare este de forma

$$p = (\gamma - 1)\varrho , \qquad \frac{4}{3} < \gamma \leq 2, \qquad (2.12)$$

atunci ecuaţia (2.9) devine

$$\frac{1}{\gamma\varrho} \frac{D\varrho}{ds} = -\theta. \qquad (2.13)$$

Înlocuind (2.13) în (2.4), obţinem

$$\frac{1}{h} \frac{Dh}{ds} - \frac{1}{\gamma} \left(\frac{2}{3} - g \right) \frac{1}{\varrho} \frac{D\varrho}{ds} = 0 \qquad (2.14)$$

şi, deci, de-a lungul unei linii de univers a plasmei,

$$h = \text{const.}\ \rho^{(1/\gamma)(\frac{2}{3} - g)} \quad . \tag{2.15}$$

In cele ce urmează considerăm următoarele cazuri de colaps anizotrop.

$$\text{(a)}\quad g = 0, \quad \sigma_{\alpha\beta} \neq 0, \quad \theta \neq 0. \tag{2.16}$$

In acest caz deformarea de-a lungul liniilor de cîmp magnetic este zero şi

$$h = \text{const.}\ \rho^{2/3\gamma} \tag{2.17}$$

în timp ce colapsul evoluează. Intensitatea cîmpului magnetic creşte mai încet decît densitatea de energie proprie. Viteza de variaţie a distanţei relative dintre două particule de plasmă vecine, situate pe o linie de cîmp magnetic, este

$$\frac{1}{\delta\ell}\frac{D}{ds}\delta\ell = \sigma_{\alpha\beta}\frac{h^\alpha h^\beta}{h^2} + \frac{1}{3}\theta \quad . \tag{2.18}$$

şi, deci, în cazul $g = 0$, distanţa $\delta\ell$ descreşte, însă acest fenomen de compresie de-a lungul liniilor de cîmp nu influenţează intensitatea cîmpului magnetic.

$$\text{(b)}\quad g = -1/3. \tag{2.19}$$

Acesta este cazul lui Mason [6] al unui colaps specific anizotrop, cînd

$$h = \text{const.}\ \rho^{1/\gamma} \quad . \tag{2.20}$$

Din ecuaţiile (2.11) şi (2.18) rezultă că distanţele relative dintre particulele vecine de pe liniile de cîmp magnetic rămîn constante şi colapsul va fi perpendicular pe liniile de cîmp magnetic. In timpul evoluţiei colapsului, un cîmp magnetic extins, iniţial cvasiuniform, tinde să-şi păstreze cvasiuniformitatea şi cvasisimetria axială. Din observaţiile structurilor duble (vezi [1]) s-a constatat că există o tendinţă mai accentuată către simetria axială decît către cea sferică în sistemele stelare ce suferă colaps gravific. Prin urmare, cazul Mason poate descrie o situaţie reală.

$$\text{(c)}\quad g = 2/3 \tag{2.21}$$

In conformitate cu ecuaţia (2.15), în acest caz cîmpul magnetic este constant de-a lungul unei linii de univers a plasmei şi, prin urmare, este posibil un tip de colaps în care cîmpul magnetic să nu aibă

un rol important. In cazul general $-\infty < g < \infty$, din ecuaţiile (2.4), (2.9) şi (2.11), se obţine comportarea derivatei logaritmice $D\ell nh/D\ell n\rho$.

Concluzia principală a acestei lucrări este că sînt posibile diverse tipuri de colapsuri în care intensitatea cîmpului magnetic este influenţată de tipul de deformare a plasmei de-a lungul liniilor de cîmp.

BIBLIOGRAFIE

1. M. A. MELVIN, Dynamics of Cylindrical Electromagnetic Universes, Oak Ridge National Laboratory Report - 3758, 1965 (p. 1-39).
2. I. OZSVÁTH, Spatially Homogeneous Lichnerowicz Universes, General Relativity and Gravitation 8, 9, 737-752(1977).
3. S. R. ROY şi S. PRAKASH, An Anisotropic MHD Cosmological Model in General Relativity, Indian J. Phys. 52B, 1, 47-52 (1978).
4. W. J. COCKE, Gravitational Collapse and Relativistic MHD, Phys. Rev. 145, 1000-1004 (1966).
5. P. YODZIS, Some General Relations in Relativistic MHD, Phys. Rev. 3D, 12, 2941-2945(1971).
6. D. P. MASON, Variation in Magnetic Field Strength During a Specific Anisotropic Gravitational Collapse, Aust. J. Phys. 29, 461-4(1976).
7. D. P. MASON, The Rate of Growth of the Magnetic Energy Density during a Gravitational Collapse, Gen. Rel. Grav. 7, 3, 287-291(1976).
8. F. PAUL ESPOSITO şi E. N. GLASS, General Relativistic Magnetofluid, J. Math. Phys. 18, 4, 705-707 (1977).
9. J. D. BEKENSTEIN şi E. ORON, New Conservation Laws in General Relativistic MHD, Phys. Rev. 18D, 6, 1809-1819(1978).
10. M. K. RAY şi S. BANERJI, Perfectly Conducting Ferrofluid in General Relativity, Gen. Rel. Grav. 12, 9, 709-718(1980).
11. A. LICHNEROWICZ, Relativistic Hydrodynamics and Magnetohydrodynamics, Benjamin, New York, 1967 (p. 93-118).
12. C. CIUBOTARIU, The Relativistic MHD of an Accelerating Plasma, Journal of Mathematical Analysis and Applications(N. Y.) 55, 2, 272-285 (1976).

Scanned with OKEN Scanner

S E C T I U N E A B

MATERIALE SI DISPOZITIVE MAGNETICE

Scanned with OKEN Scanner

MODELAREA CU AJUTORUL CALCULATORULUI ELECTRONIC A STRUCTURII MATERIALELOR AMORFE MAGNETICE DE COMPOZITIE PAMINT RAR - METAL DE TRANZITIE

M. POPESCU *

Rezumat

Este descris procedeul de modelare a structurii la scară atomică în amorfi şi sînt discutate rezultatele obţinute în sisteme amorfe de tipul pămînt rar - metal de tranziţie.

1. Introducere.

Importanţa aliajelor amorfe de tip pămînt rar - metal de tranziţie (PR-MT) a crescut în mod considerabil în ultimii ani atît datorită interesului ştiinţific cît şi a aplicaţiilor potenţiale ale acestor materiale, mai ales sub formă de straturi subţiri.

Structura la scară atomică a acestor materiale nu este cunoscută suficient de bine. Metodele de simulare structurală şi-au dovedit eficienţa în descifrarea structurii semiconductorilor amorfi, a lichidelor şi a substanţelor cristaline complexe (zeoliţi, compuşi organici...).

2. Modelarea cu ajutorul calculatorului electronic.

Procedeul de modelare folosit în cercetările noastre constă în următoarele:

a). Construirea unei aglomerări de atomi ("cluster" de atomi simulaţi) după anumite reguli, fie în mod efectiv prin interconectarea unor unităţi structurale, fie prin memorarea unui set de coordonate ale punctelor ce determină poziţiile

---

* Doctor, cercetător ştiinţific principal grad III, Institutul de Fizică şi Tehnologia Materialelor, Bucureşti - Măgurele

atomilor simulaţi în calculatorul electronic.

b). Introducerea unor forţe de interacţiune plauzibile între atomii modelului pe baza datelor furnizate de literatură.

c). Obţinerea structurii realiste la scară atomică prin relaxarea energetică a modelului. In această etapă, esenţială pentru modelare, se foloseşte un procedeu tip Monte-Carlo prin care atomii sînt deplasaţi în mod aleatoriu în anumite limite de distanţă, după care se calculează energia liberă totală (energia de deformare a legăturilor interatomice) şi se reţin doar mişcările care duc la reducerea acestei energii. Astfel, după un număr suficient de mare de mişcări (de ordinul a 1000 mişcări per atom) se obţine structura finală căutată ce se va compara ulterior cu datele structurale experimentale existente.

Modelarea permite să se afirme că o structură anumită obţinută prin relaxare energetică poate fi cea a materialului investigat.

3. Rezultatele modelării.

Aliajele amorfe de tipul PR-MT (ex. Gd-Fe,Gd-Co,Tb-Fe, Ho-Co) pot fi obţinute în intervale destul de largi de compoziţii. Intrucît razele atomice ale atomilor de pămînturi rare sînt foarte apropiate, şi la fel razele atomice ale metalelor de tranziţie, rezultatele modelărilor bazate pe razele atomice medii pot fi generalizate imediat pentru orice elemente PR şi MT care iau parte la constituirea aliajului amorf.

Pentru început am considerat pentru modelare categoria de aliaje gadoliniu-fier (Gd-Fe) avînd diferite compoziţii. Un ansamblu de 321 de atomi a fost relaxat energetic folosind potenţiale de interacţie întîi de tip Lennard-Jones apoi de tip covalent pentru accelerarea procesului de relaxare şi realizarea "perfecţiunii tetraedrice" [1].

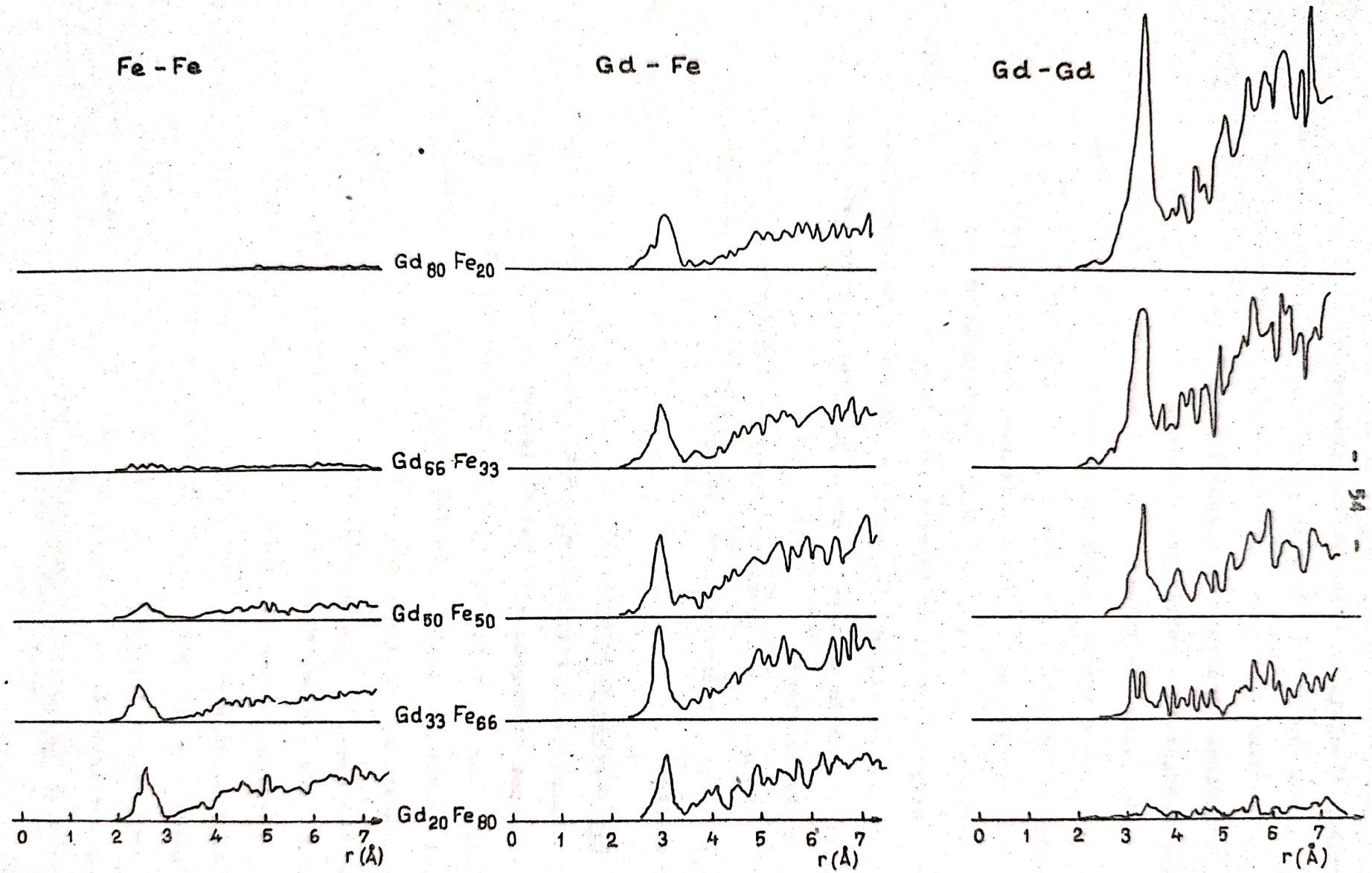


Figura 1. Funcţiile de distribuţie radială parţiale pentru diferite compoziţii de aliaje Gd-Fe modelate cu ajutorul calculatorului electronic.

Scanned with OKEN Scanner

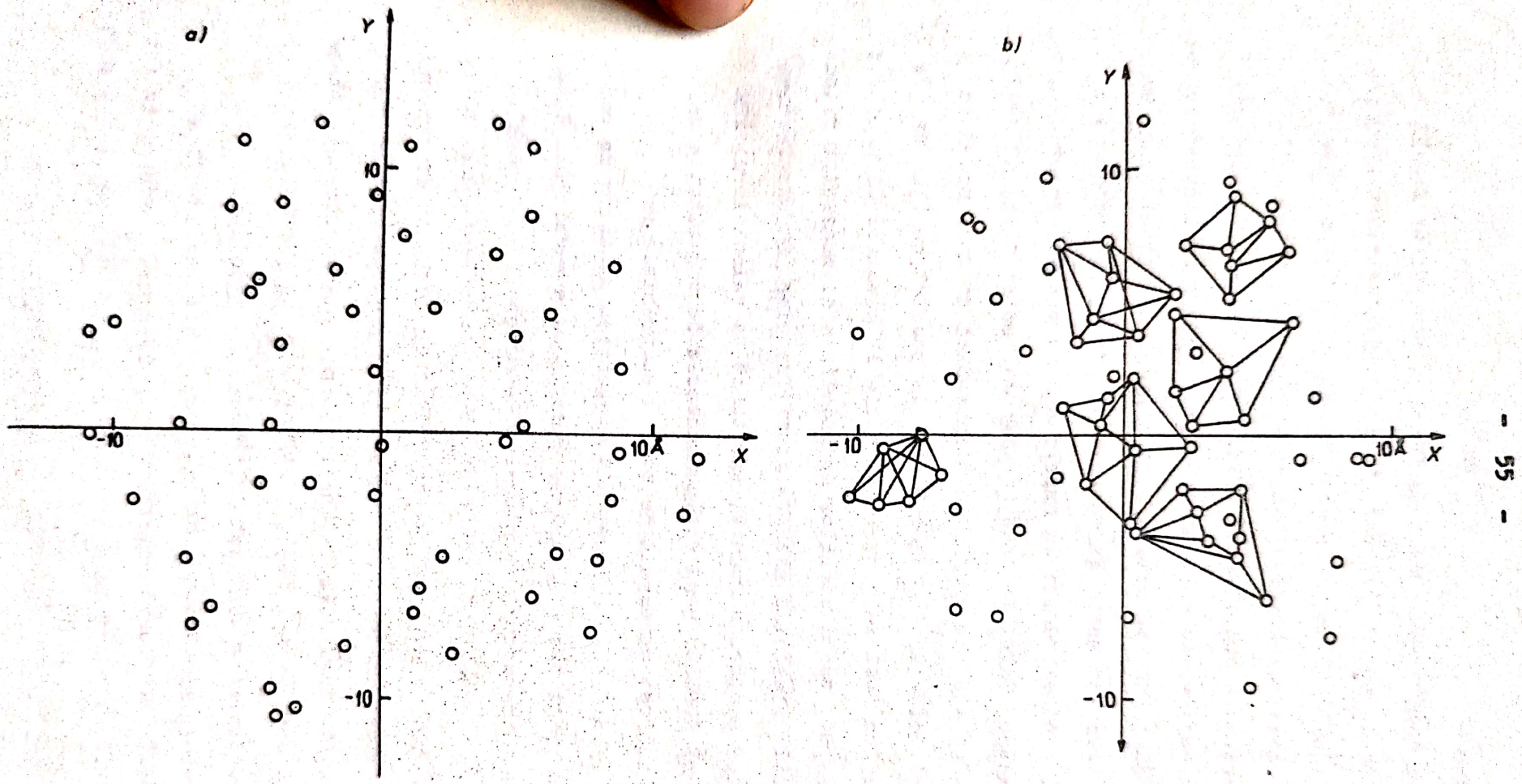


Figura 2. Dispunerea atomilor de gadoliniu în secţiunea centrală a modelului de grosime 9 Å.

a. modelul random pentru $GdFe_2$ amorf.

b. modelul cu clusteri de gadoliniu pentru $GdFe_2$ amorf.

S-au considerat modele atomice în care nu există nici o preferinţă de interacţiune şi deci de aşezare a atomilor (modele "random"). Figura 1 prezintă funcţiile de distribuţie radială parţiale caracteristice acestor modele.

Compararea curbelor de distribuţie radială totale obţinute din modele, cu cele experimentale arată în anumite cazuri o concordanţă dar în altele o puternică discordanţă, mai ales în zona primului maxim de coordinaţie despicat. Pentru a da o explicaţie dezacordului cu experienţa în anumite cazuri, am modelat aliajul $GdFe_2$ în două cazuri: I). model "random" deci fără preferinţă de ordonare interatomică şi II). model cu aglomerări (clusteri) de gadoliniu. In modelul cu clusteri de gadoliniu au fost introduşi ab initio 12 clusteri cu conţinut de 6-9 atomi, restul atomilor de gadoliniu ai modelului fiind distribuiţi statistic printre atomii de fier. După relaxarea energetică a ambelor modele, efectuată pe calculatorul IBM 370/135 al ICEFIZ, s-au obţinut curbele de distribuţie radială care au fost comparate cu cele experimentale.

In figura 2 este ilustrată dispunerea atomilor de gadoliniu în secţiunea centrală de grosime 9Å a modelului. Este evidenţiată structura de clusteri în modelul "ne-random".

Figura 3 prezintă distribuţiile atomo-electronice radiale ale celor două modele. Comparaţia cu curba de distribuţie radială experimentală [2] atestă faptul că modelul cu clusteri de gadoliniu este incomparabil mai realist. Aşadar straturile amorfe $GdFe_2$ discutate în literatură par a fi obţinute cu o clusterizare avansată a atomilor de gadoliniu.

Trebuie să remarcăm că, şi pentru alte aliaje $PR(MT)_2$ rezultatele modelării noastre duc la concluzii majore. Astfel, în materialul amorf $TbFe_2$ studiat de Rhyne [3] compararea mode-

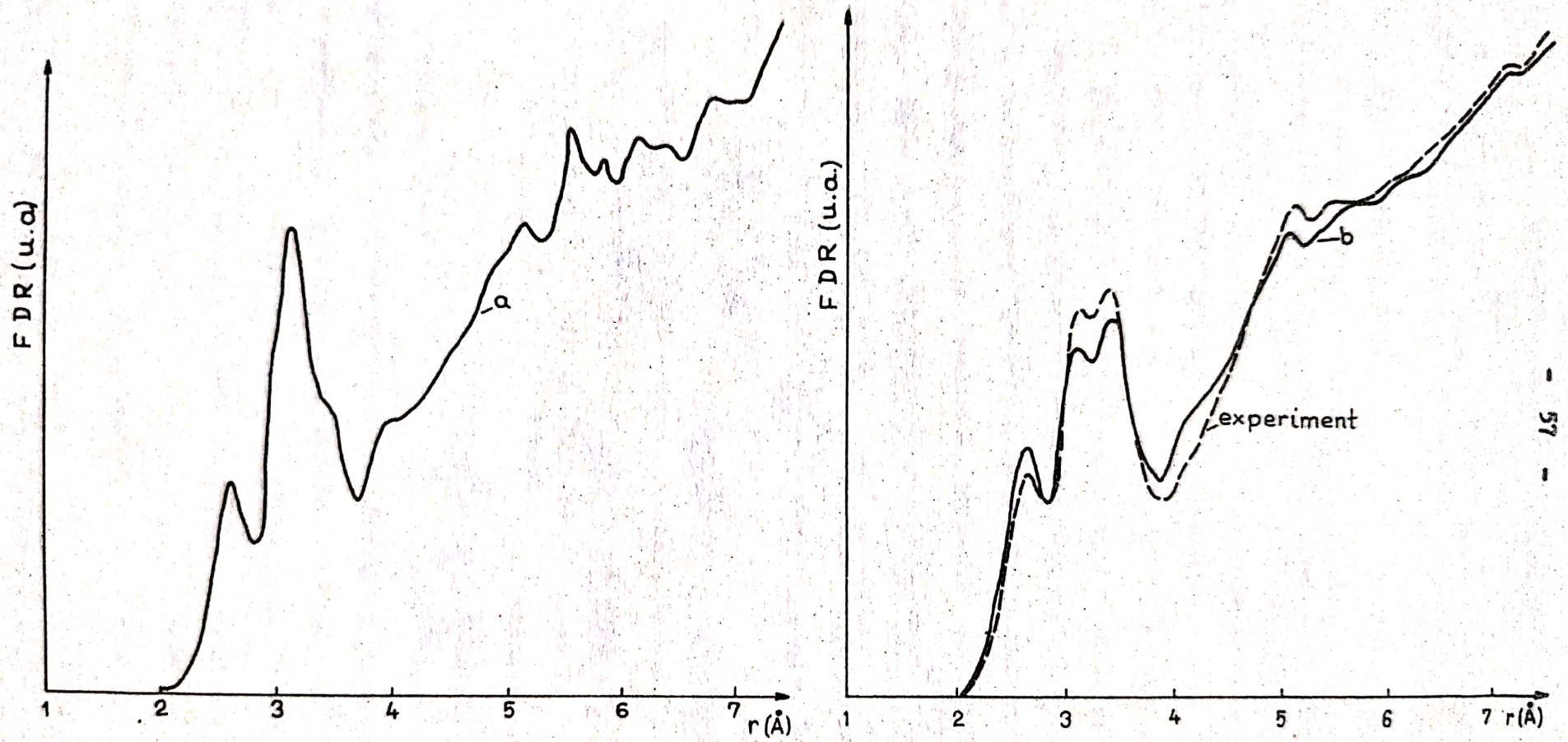


Figura 3. Funcţiile de distribuţie radială ale modelelor structurale pentru aliajul $GdFe_2$ amorf, comparate cu curba experimentală.
a. modelul random b. modelul cu clusteri de Gd

Scanned with OKEN Scanner

lelor cu experimentul conduce la concluzia existenţei unor clusteri de fier în material. Aliajul $HoCo_2$ studiat de Nandra [4] prezintă (potrivit analizei efectuate pe baza modelării) atît clusteri de holmiu cît şi clusteri de cobalt.

Din analiza datelor experimentale publicate în literatură, corelate cu datele noastre de modelare, rezultă că modul de aşezare structurală a atomilor din aliajele amorfe depinde în mod esenţial de metoda de preparare. Evaporarea favorizează formarea ambelor tipuri de clusteri. Pulverizarea din ţinte alcătuite din amestecuri de pulberi compactate favorizează mai mult clusterizarea metalului de tranziţie în aliajul amorf.

4. Concluzii.

Modelarea structurală a aliajelor amorfe PR-MT cuplată cu măsurători structurale prin metode clasice permite obţinerea de rezultate importante asupra ordonării la scară atomică.

S-a demonstrat că în aliajele $GdFe_2$ obţinute în mod uzual, o parte din gadoliniu este aglomerat în clusteri mici.

Modelările efectuate pentru diferite compoziţii şi grade de clusterizare a componenţilor pot contribui în mod decisiv la determinarea omogenităţii de distribuţie a elementelor în aliajele amorfe.

BIBLIOGRAFIE

1. M. Popescu, Lucrările Conferinţei Internaţionale "Magnetism of Rare-Earths and Actinides", Bucharest, Sept.1-4, 1983, pag.205-208.

2. G.S. Cargill III, S. Kirkpatrick, AIP Conf.Proc. 31,359(1976).

3. J.J. Rhyne, S.J. Pickart, H.A. Alperin în "Amorphous Magnetism", Ed. H.O.Hooper,A.H. de Graaf, Plenum Press, N.Y. 1973, pag. 373.

4. S.S. Nandra, P.J. Grundy, J.Phys. F, 7,2,207(1977).

Scanned with OKEN Scanner

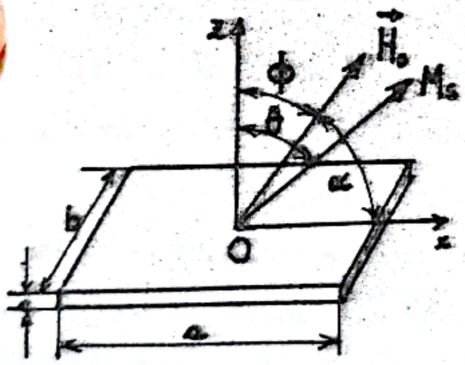
STUDIUL STICLELOR MAGNETICE PRIN REZONANTA MAGNETICA

R.PERNENGEL[+], V.V.GRESCU[++], S.MANDACHE[+++], V.FLORESCU[++++]

Rezumat: In lucrare se prezintă rezultatele studiului sticlelor metalice din seria $X_{80-x}Y_{20+x}$ (X = metal de tranziție: Fe, Ni, Co și Mn; Y = formator de sticlă: B, P, C, Si, Ge). Se analizează metodica prelucrării spectrelor observate, spectre ce sînt pronunțat asimetrice. Se prezintă valorile determinate ale magnetizării de saturație, care sînt discutate în funcție de compoziție.

1. Introducere

Măsurătorile de rezonanță feromagnetică pe probe de sticle metalice permit determinarea unor mărimi caracteristice ale acestora: factorii g, magnetizarea de saturație M_s, respectiv constante de anizotropie. Pentru o probă paralelipipedică (fig.1), cu anizotropie uniaxială după axa Oz, condiția de rezonanță se exprimă prin relațiile [1]:



$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2=\left\{H_0\cos(\phi-\theta)+H_A\cos 2\theta\right\}\times \tag{1}$$

$$\times\left\{H_0\cos(\phi-\theta)+H_A\cos^2\theta+(N_y-N_x)M_s\right\}$$

$$H_A\sin 2\theta=2H_0\sin(\phi-\theta) \tag{2}$$

unde

$$\gamma=\frac{g\mu_B}{\hbar};\quad H_A=\frac{2K}{M_s}-(N_z-N_x)M_s \tag{3}$$

Fig.1.Geometria probei

ϕ și θ reprezintă unghiurile dintre cîmpul magnetic static $\vec{H}_0$, respectiv dintre magnetizarea $\vec{M}_s$ la echilibru cu normala la probă, g este factorul

[+]) șef lucrări, Universitatea-Galați, [++]) profesor,dr., Universitatea - București, [+++]) cercetător, Institutul de Fizică și Tehnologia Materialelor, [++++]) CP III, dr,același institut.

magnetomecanic al purtătorilor momentelor magnetice elementare, μ_B este magnetonul Bohr-Procopiu, K este constanta de anizotropie uniaxială în raport cu axa Oz, iar N_x, N_y, N_z sînt factorii demagnetizanți ai probei.

Din ecuațiile (1)-(3), lucrînd la diverse unghiuri ϕ și măsurînd cîmpul magnetic la rezonanță H_0, se pot determina prin calcul numeric valorile g, N_s, K.

2. Prepararea probelor

Aliajele preparate au formula $X_{80-x}Y_{20+x}$, în care X este un metal de tranziție (Fe,Ni,Mn,Co), iar Y este un metaloid formator de sticlă (B,C,Si,P) și au fost obținute în felul următor: se cîntăresc elementele Fe,Ni,Mn,Co,P,B,C,Si (de puritate peste 99,5%) sub formă de pulbere și se pastilează apoi amestecul omogenizat la presiunea de 5000 at. Pastilele sînt introduse în fiole de cuarț, vidate și apoi tratate termic la 1100°C în cuptor (viteza de încălzire de circa 10 grd/h). Prin răcire lentă se obține un lingou de aliaj policristalin. Din lingou se taie cîte o porție de 5 - 6 g și se introduce în instalația de tragere a benzilor amorfe (fig.2). Lingoul este topit într-un cuptor de r.f., care este legat la un tub de argon. Aliajul topit este ejectat prin suprapresiune pe un tambur de cupru aflat în rotație rapidă (4000rot/min). Astfel aliajul topit este răcit brusc și se obține o panglică amorfă de 10-30 m lungime și 1-8 mm lățime. Grosimea panglicilor variază între 20 - 50 μm.

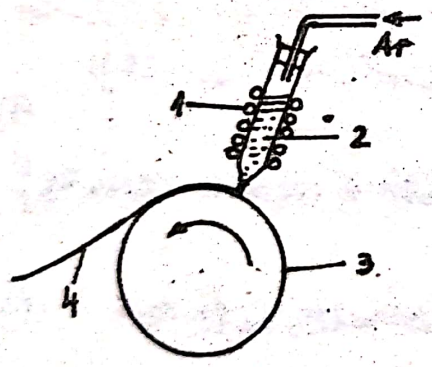


Fig. 2. Instalația de tragere a benzilor amorfe. 1- bobină de r.f., 2- lingou cristalin, 3-tambur de cupru ($\varnothing$=100 mm), 4-panglică amorfă.

Starea complet amorfă a fost confirmată prin difracție de raze X. Probele utilizate nu au fost supuse nici-unui tratament termic ulterior preparării.

3. Prelucrarea spectrelor înregistrate

Măsurătorile au fost efectuate cu ajutorul spectrografului RES, tip JEOL-Japonia, de la Facultatea de Fizică- Măgurele-București, la o frecvență de circa 9,43 GHz.

Datorită efectului pelicular în probele metalice curba de absorbție înregistrată este asimetrică. Conform lucrărilor [2], [3], [4] curba experimentală trebuie privită ca un amestec al unui semnal de absorbție cu un semnal de dispersie, adică $dP/dH \sim d\chi'/dH + d\chi''/dH$, unde χ' și χ'' sînt partea reală și partea imaginară a susceptivității magnetice a probei. Acest fapt îngreunează determinarea din spectru a cîmpului de rezonanță H_o și impune o separare a spectrului într-o parte de absorbție și în alta de dispersie. Din spectrul de absorbție se determină apoi simplu valoarea lui H_o.

Separarea spectrului înregistrat într-o componentă de absorbție și una de dispersie a fost realizată prin prelucrare pe calculator pe baza unui program de "fitare".

Programul folosit consideră că funcția teoretică, ce descrie cel mai bine spectrul înregistrat, este suma ponderată a unei funcții de tip absorbție și a unei funcții de tip dispersie. La rîndul ei, fiecare din aceste funcții este o sumă a unei funcții gaussiene și a unei funcții lorentziene, avînd amplitudini potrivite. Funcțiile de tip dispersie se calculează din cele de tip absorbție pe baza relațiilor Kramers-Kronig.

In expresia funcției teoretice apar 6 parametri de fitat: amplitudinile funcțiilor gaussiene și lorentziene, semilărgimile lor, cîmpul de rezonanță și ponderea funcției de tip dispersie.

Un alt procedeu de prelucrare utilizat, analog celui utilizat în [4], constă în următoarele: se consideră semnalul experimental tot ca o combinație liniară a unui semnal de absorbție și a unui semnal de dis-

persie de forma

$$I_{exp}(x) = I_A(x) + \lambda I_D(x) \qquad (4)$$

unde $x = (H-H_o)/(\Delta H)$, $I = dP/dH$, iar λ este un parametru, care variază între -1 și +1.

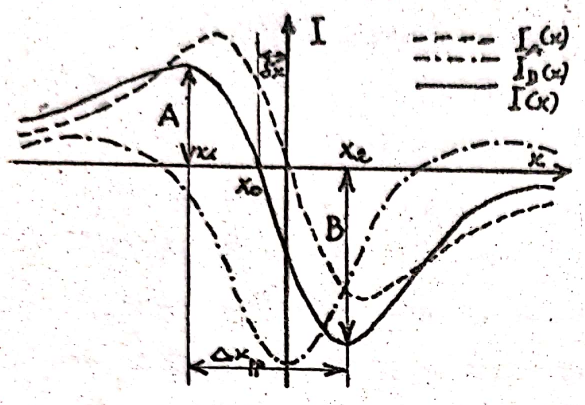


Fig.3. Curbele I_A, I_D și I

In fig.3 sînt reprezentate curbele $I_A(x)$, $I_D(x)$ și $I(x)=I_A(x)+\lambda I_D(x)$ pentru $\lambda = 0,5$. Poziția "peak"-urilor se obține din ecuația $dI(x)/dx=0$, a cărei soluții x_1, x_2 $(x_1<x_2)$ permit definirea lărgimii (peak-peak) semnalului $\Delta x_{pp} = x_2-x_1$ și definirea asimetriei $y=A/(A+B)$, unde $A=|I(x_1)|$ și $B=|I(x_2)|$.

Pe baza unui alt program, în care λ variază între limitele date cu pași de 0,02, se determină pe calculator - pentru fiecare valoare λ - lărgimea semnalului Δx_{pp}, asimetria y și valoarea x_o pentru care $I(x)=0$. Rezonanța adevărată se produce pentru x=o, deci este deplasată față de x_o, unde semnalul observat este nul, cu cantitatea $\delta x = -x_o$.

Se reprezintă grafic valorile raportului $\delta x/\Delta x_{pp}$ în funcție de y, atît pentru semnalul gaussian, cît și pentru semnalul lorentzian. Acest grafic permite să se determine corecția δH la cîmpul de rezonanță, doar pe baza asimetriei y a semnalului înregistrat și a lărgimii peak-peak ΔH_{pp} citite din spectru, căci $\delta x/\Delta x_{pp} = \delta H/\Delta H_{pp}$. Determinînd și pe λ se cunoaște funcția, care descrie semnalul înregistrat.

Determinarea valorilor g, M_s, K prin rezolvarea numerică a ecuațiilor (1)-(2), se realizează printr-un program de fitare cu 3 parametri.

Programele amintite mai sus au fost testate și puse la punct.

4. Rezultate

Datele au fost prelucrate, folosind al doilea procedeu. Considerînd că $g = 2,09$ [5], $K = 0$ și calculînd factorii de demagnetizare ai probelor după formulele din [6] s-a determinat magnetizarea de saturație M_s.

Rezultatele fizice sînt trecute în tabelul 1.

T A B E L U L 1

Nr. crt.	Proba	$4\pi M_s$ (Gs)
1	$Fe_{80}B_{20}$	11 170
2	$Fe_{80}B_{17}P_3$	10 830
3	$Fe_{80}B_{17}C_3$	10 890
4	$Fe_{80}B_{15}Si_5$	10 560
5	$Fe_{78}Mn_2B_{20}$	9 700
6	$Fe_{40}Ni_{40}B_{20}$	8 080
7	$Fe_{40}Ni_{40}B_{10}P_{10}$	7 350
8	$Co_{40}Ni_{40}B_{10}P_{10}$	10 220
9	$Co_{80}B_{10}P_{10}$	9 650
10	$Fe_{80}B_{20}$ - T	7 810

T = tensionat pînă la limita de rupere

Comparînd rezultatele din tabel se pot trage următoarele concluzii:

(a) Fe substituit prin Mn sau Ni duce la scăderea magnetizării de saturație M_s;

(b) Fe substituit prin Co duce la creșterea valorii M_s;

(c) Co substituit prin Ni duce la creștera lui M_s;

(d) B substituit prin P, Si, C are ca efect scăderea magnetizării de saturație M_s;

(e) Efectul substituției P → B este de același ordin de mărime ca al substituției C → B;

(f) Prin tensionarea benzii amorfe din $Fe_{80}B_{20}$ pînă la limita de rupere s-a produs o scădere sensibilă a magnetizării M_s.

BIBLIOGRAFIE :

1. J. SMIT, H.G. BELJERS, PHIL.RES.REP.10,113 (1955), Ferromagnetic Resonance Absorption in $BaFe_{12}O_{19}$, a Highly Anisotropic Crystal.
2. F.J. DYSON, Electron Spin Resonance Absorption in Metals. II Theory of Electron Diffusion and Skin Effect, PHYS.REV. 98,2,349(1955).
3. N. BLOEMGERGEN, On the Magnetic Resonance Absorption in Conductors, J.APPL.PHYS. 23, 12, 1383-1389(1952).

Scanned with OKEN Scanner

4. M. PETER, D. SHALTIEL, J.H. WERNICK, H.J. WILLIAMS, J.B. MOCK, R.C. SHERWOOD, Paramagnetic Resonance of S-State Ions in Metals, PHYS. REV. 126, 4, 1395-1401 (1962)

5. L. KRAUS, Z. FRAIT, J. SCHNEIDER, Ferromagnetic Resonance in Amorphous $(FeNi)_{80}B_{10}P_{10}$ Alloys (I) With High Curie Temperature, PHYS. STAT.SOL. 63 (a), 669-675 (1981).

6. P. RHODES, G. ROWLANDS, Demagnetising Energies of Uniformly Magnetised Rectangular Blocks, PROC. LEADS PHIL. SOC. vol.VI, part IV,191-200 (1954).

Scanned with OKEN Scanner

MAGNETOELASTICITATEA IN BENZI MAGNETICE AMORFE CONTININD UN PAMINT RAR: TERBIU

S.MANDACHE[x], ELENA DOLOCAN[xx] şi V.FLORESCU[xxx]

Rezumat

In lucrare s-a urmărit efectul conţinutului de terbiu şi a tratamentelor termomagnetice asupra factorului de cuplaj magnetomecanic la benzi magnetice amorfe cu compoziţia $Fe_{80-x}Tb_xB_{20}$ şi $Fe_{80-x}Tb_xB_{15}Si_5$, unde x=o şi x=3.

1. Introducere

Sticlele magnetice sînt aliaje metal-metaloid obţinute în stare amorfă ,stare mai puţin stabilă din punct de vedere energetic decît starea cristalină. Aceasta face că sticlele magnetice să fie sensibile la tratamentele termice,trecînd într-o stare amorfă mai stabilă sau chiar începînd să cristalizeze; trecerea este produsă printr-o rearanjare la scară atomică şi conduce la scară macroscopică la schimbarea proprietăţilor mecanice şi magnetice.

Dintre proprietăţile magnetice cele mai sensibile sînt permeabilitatea, cîmpul de anizotropie şi factorul de cuplaj magnetomecanic. Sticlele magnetice au cel mai mare factor de cuplaj magnetomecanic dintre toate materialele cunoscute, ceea ce împreună cu rezistenţa mecanică mare şi relativ marea magnetostricţie statică(4o-5o ppm) le fac deosebit de atractive pentru aplicaţii. Influenţa tratamentului termic şi termomagnetic asupra factorului magnetomecanic s-a studiat în special asupra unor sticle magnetice cu fier,bor şi siliciu[1] -[5] ,obţinîndu-se valori enorme de o,8-o,9 la $Fe_{81}B_{13,5}Si_{3,5}C_2$ tratat la 369°C [3].

---

x Cercetător stiinţific , xx Fizician , xxx Cercetător pr. III
Institutul de Fizica şi Tehnologia Materialelor,
Bucuresti - Măgurele.

Im lucrarea de faţă ne propunem să studiem influenţa ionului de pământ rar ,terbiu,asupra factorului magnetomecanic la $Fe_{80}B_{20}$ şi $Fe_{80}B_{15}Si_5$,ştiut fiind că aliajele Fe-Tb au magnetostricţie foarte mare, mii de ppm.

2.Tehnica experimentală

Aliajele $Fe_{80-x}Tb_xB_{20}$ şi $Fe_{80-x}Tb_xB_{15}Si_5$ cu x=o şi x=3 au fost obţinute prin topire în arc în atmosferă de argon şi apoi trase în benzi amorfe într-o instalaţie de "splat-cooling" cu tambur rotitor la viteză de circa 45 m/sec. Benzile obţinute, cu dimensiuni de ~1 mm lăţime şi ~ 30μm grosime au fost testate prin difracţie de raze X pentru a li se confirma starea complet amorfă. Benzi de 7o mm lungime au fost tratate în vid la temperaturi de 3oo , 35o şi 4oo°C timp de o oră sub cîmp de 1,2 KOe aplicat în planul benzii perpendicular pe lungime. Factorul de cuplaj magnetomecanic k este obţinut printr-o metodă de rezonanţă mecanică în cîmp de polarizare,folosind o punte de impedanţe TESLA BM 5o7 cu care se obţin frecvenţele de rezonanţă şi antirezonanţă , f_R şi f_A :

$$k^2 = \frac{f_A^2 - f_R^2}{f_A^2}$$

3.Rezultate experimentale

Rezultatele măsurătorilor se văd în fig. 1 , 2 şi 3. Din fig.3. pentru probele netratate se vede că substituirea parţială a fierului cu terbiu duce la o mică creştere a factorului magnetomecanic (de circa 5 %) ,deşi s-au substituit doar 3 atomi de fier din 8o (în procente);de asemeni se vede că maximumul se obţine la acelaşi cîmp de polarizare de circa 3,5 Oe. Tratamentele termomagnetice au efecte diferite asupra compoziţiilor FeB şi FeBSi ; pe de o parte cîmpul de polarizare corespunzător lui k_{max} scade la FeBSi la valori de 1-2 Oe, în timp ce la FeB creşte la valori în jur de 1o Oe; pe de altă parte şi alura curbei se diferenţiază;pentru FeB ea se aplatizează şi maximumul este slab pronunţat. Din punct de vedere al valorii k_{max} , pentru FeBSi tratamentele între 3oo-38o°C sînt favorabile; la

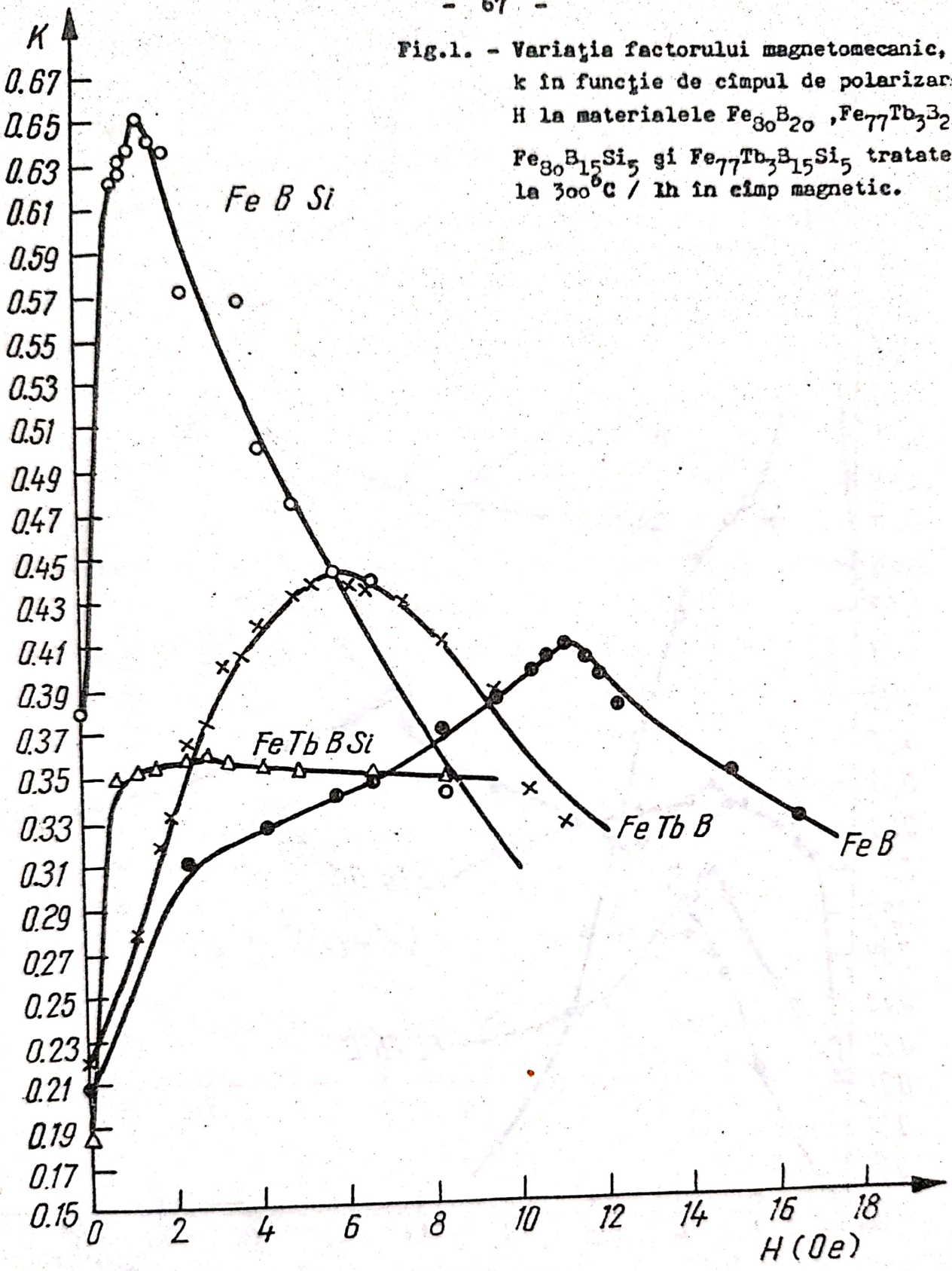


Fig.1. - Variaţia factorului magnetomecanic, k în funcţie de cîmpul de polarizare H la materialele $Fe_{80}B_{20}$,$Fe_{77}Tb_3B_{20}$ $Fe_{80}B_{15}Si_5$ şi $Fe_{77}Tb_3B_{15}Si_5$ tratate la 300°C / 1h în cîmp magnetic.

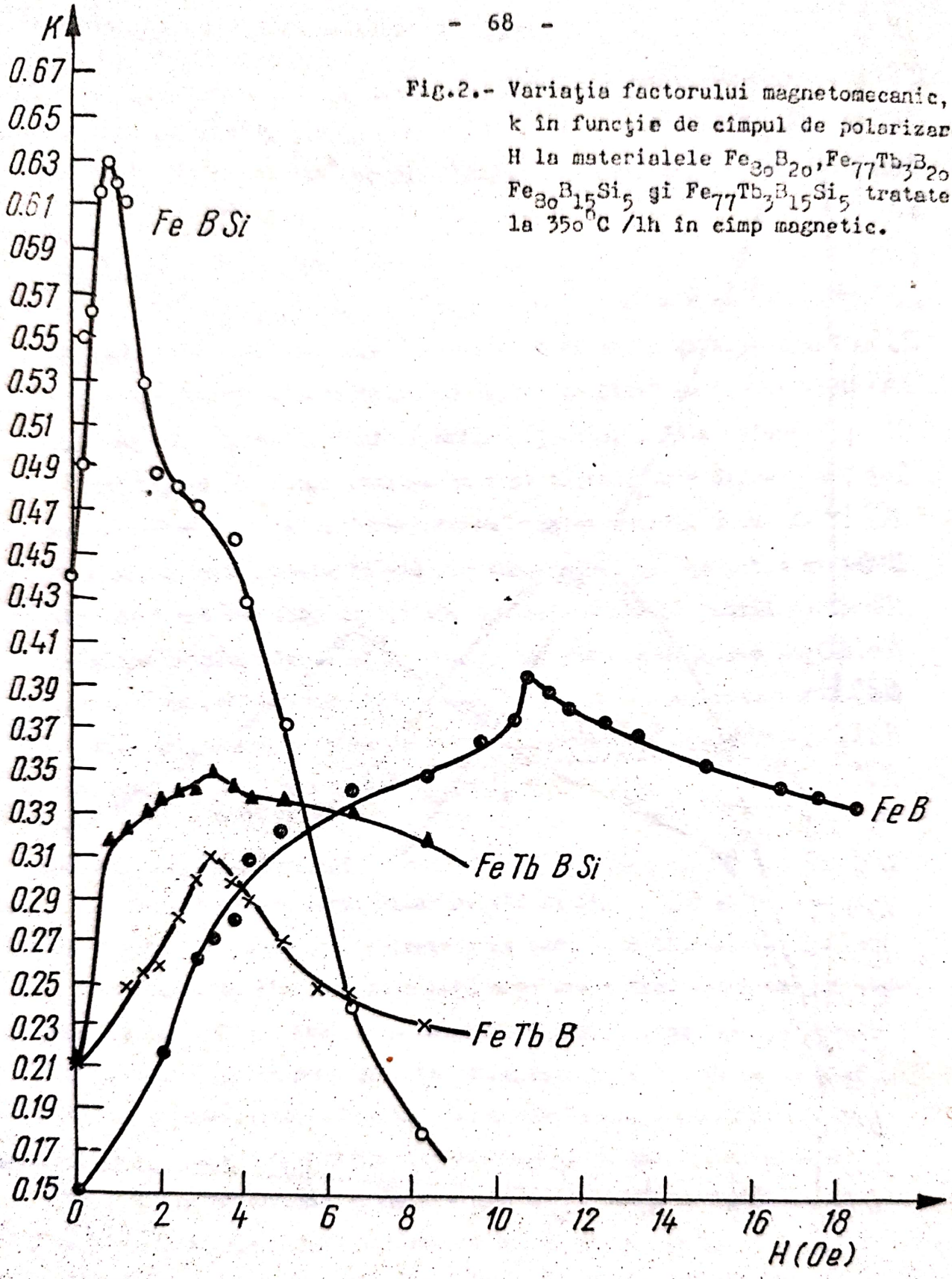
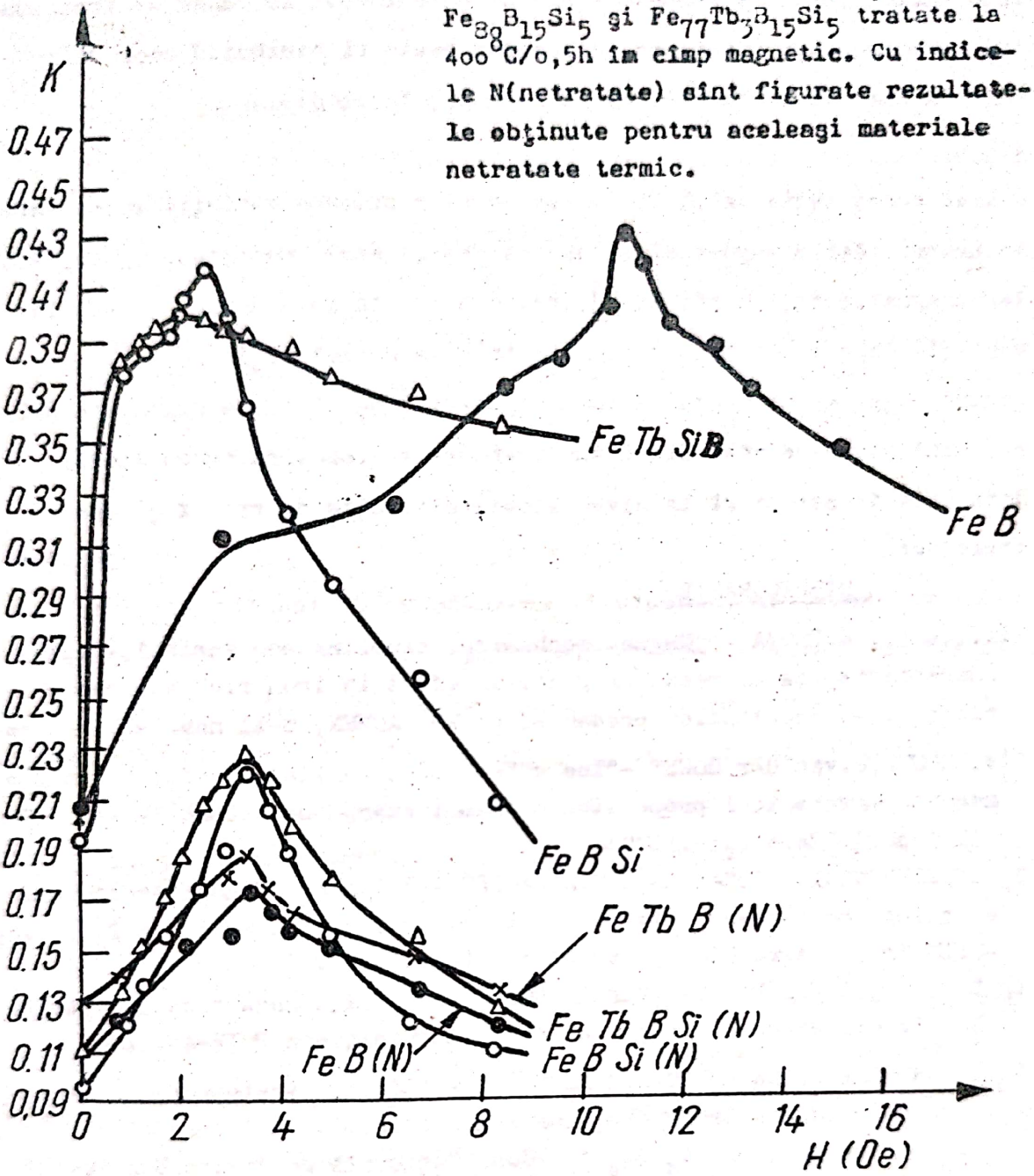


Fig.2.- Variaţia factorului magnetomecanic, k în funcţie de cîmpul de polarizare H la materialele $Fe_{80}B_{20}$, $Fe_{77}Tb_3B_{20}$, $Fe_{80}B_{15}Si_5$ şi $Fe_{77}Tb_3B_{15}Si_5$ tratate la 350°C /1h în cîmp magnetic.

Fig.3. - Variaţia factorului magnetomecanic, k în funcţie de cîmpul de polarizare H la materialele $Fe_{80}B_{20}$, $Fe_{77}Tb_3B_{20}$, $Fe_{80}B_{15}Si_5$ şi $Fe_{77}Tb_3B_{15}Si_5$ tratate la 400°C/o,5h în cîmp magnetic. Cu indicele N(netratate) sînt figurate rezultatele obţinute pentru aceleaşi materiale netratate termic.



temperaturi mai mari k_{max} scade; substituţia Tb nu este favorabilă; este de notat platoul ce se întinde între 2-8 Oe şi care ,deşi k_{max} are valori relativ reduse, poate să prezinte importanţă în aplicaţii în care nu se poate controla prea bine cîmpul de polarizare. Pentru compoziţia FeB substituţia cu Tb pare a fi favorabilă cel puţin la tratamente în jur de 300°C. In orice caz trebuie notate influenţele

mari produse de substituţia Tb asupra cîmpului de polarizare şi asupra valorii k_{max}. Cîmpul de polarizare corespunzător valorii k_{max} este strîns legat de cîmpul de anizotropie indusă în bandă de tratamentul termomagnetic;existenţa palierelor poate fi atribuită unor distribuţii aleatorii a cîmpului de anizotropie în bandă.

4.Concluzii

O mică substituţie 3at.% Tb în loc de fier produce variaţii importante în proprietăţile magnetoelastice ale FeB şi FeBSi netratate şi tratate termomagnetic,deşi conform [6], tratamentele termomagnetice nu duc la variaţii importante pentru magnetostricţia de saturaţie λ_s .

Pentru înţelegerea mecanismului răspunzător de efectele discutate mai sus sînt necesare măsurători suplimentare şi coroborarea cu studii detaliate de structură la nivel atomic(difracţie de raze X şi efect Mössbauer) .

BIBLIOGRAFIE

[1]K.I.ARAI, N.TSUYA - "Magnetomechanical coupling and variable delay characteristics by means of giant ΔE effect in iron rich amorphous ribbon". -Communication presented at 23d ACMMM, 8-11 nov.1977,Minneapolis.

[2]M.BROUHA,J.van der BORST -"The effect of annealing conditions on the magneto -mechanical properties of FeBSi amorphous ribbons"- JAP. 59 (11 febr.)7594-6 (nov.1979).

[3]C.MODZELEWSKI,H.T.SAVAGE,L.T.KABACOFF,A.E.CLARK- "Magnetomechanical coupling and permeability in transversely annealed metglass 2605alloys -IEEE Trans.Magn.-MAG.17(6) 2837-9 (nov.1981).

[4]S.MAN ,ELENA DOLOCAN,V.FLORESCU-"Proprietăţi magnetice ale sticlelor metalice"-Conf. Progrese în Fizică,Timişoara P IV-45, 1981.

[5] S.MANDACHE,ELENA DOLOCAN,V.FLORESCU - "Efectul tratamentului termomagnetic asupra proprietăţilor magnetoelastice ale unor sticle magnetice de tipul $A_{80}B_{20}$ ". -Conf.Naţională de Fizică,Bucureşti, p.225, oct.1982.

[6] A.HERNANDO,M.VAZQUEZ,V.MADURGA,H.KRONMULLER -"Modification of the saturation magnetostriction constant after thermal treatments for the $Co_{58}Fe_5Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ amorphous ribbons"- JMMM 37 (2) 161-6(june 1983)

PROPRIETATILE MAGNETICE ALE ALIAJELOR AMORFE FEROMAGNETICE $Fe_{100-x}B_x$ ($12 \leq x \leq 60$)

R. TEODORIU*

Lucrarea prezintă diagrama de fază magnetică a aliajelor amorfe feromagnetice $Fe_{100-x}B_x$ ($12 \leq x \leq 60$) pe baza comparaţiei proprietăţilor magnetice fundamentale ale acestor aliaje sub formă de benzi şi pături subţiri.

Introducere

Pînă în prezent, s-au preparat şi studiat, din punct de vedere ştiinţific şi aplicativ, un număr foarte mare de aliaje amorfe feromagnetice MT-Me (MT - metal de tranziţie 3d: Fe, Co, Ni; Me - metaloid: B, P, C, Si, Ge, Al). Majoritatea acestor aliaje conţin doi sau mai mulţi metaloizi. Iniţiat relativ recent, din necesitatea de a clarifica efectul separat al fiecărui metaloid asupra proprietăţilor magnetice, studiul aliajelor feromagnetice binare MT-Me (care conţin un singur metaloid) este în plină dezvoltare.

In această lucrare ne referim la proprietăţile magnetice fundamentale ale sistemului de aliaje amorfe binare $Fe_{100-x}B_x$ ($12 \leq x \leq$ procente atomice), pe bază cărora stabilim diagrama de fază magnetică a acestui sistem de aliaje.

Rezultate şi discuţii

Momentul magnetic mediu la saturaţie pe atom şi temperatura Curie sînt proprietăţile magnetice fundamentale ale oricărui mate-

---

* Cercetator ştiinţific, Centrul de Fizică Tehnică Iaşi

rial feromagnetic.

In solidele amorfe, datorită dezordinei topologice, momentul magnetic atomic variază de la o poziţie la alta; această variaţie implică existenţa unei distribuţii de valori a interacţiilor hiperfine. In aliajele amorfe MT-Me această distribuţie a interacţiilor hiperfine este detectabilă numai în spectrele Mossbauer şi rezonanţa magnetică nucleară, nu şi în momentele magnetice la saturaţie sau temperaturile Curie. Rezultă că, pentru aceste materiale, dezordinea structurală are un efect neglijabil asupra proprietăţilor magnetice fundamentale; acestea depind, în principal, de concentraţia metaloidului necesar pentru obţinerea şi stabilizarea fazei amorfe. Modul cum variază proprietăţile magnetice fundamentale cu conţinutul de metaloid depinde de metalul de tranziţie 3d al sistemului studiat; comportarea cea mai complexă fiind înregistrată în cazul aliajelor $Fe_{100-x}B_x$.

Aliajele amorfe binare $Fe_{100-x}B_x$ au fost obţinute atît sub formă de benzi prin răcire rapidă din fază lichidă ($9 \leq x \leq 28$) /1/, cît şi sub formă de pături subţiri prin depuneri în vid ($10 \leq x \leq 70$) /2/.

Deşi tehnologia aliajelor metalice amorfe feromagnetice a avansat considerabil prin producerea acestora în mod continuu şi găsirea unui număr mare de aplicaţii practice, proprietăţile magnetice sînt încă neclare şi controversate.

Variaţiile momentului magnetic mediu la saturaţie pe atom de Fe, μ_{Fe}, şi a temperaturii Curie T_C cu conţinutul de B, în cazul sistemului $Fe_{100-x}B_x$, în domeniul de concentraţie $12 \leq x \leq 28$, atît sub formă de benzi cît şi de pături subţiri, sînt reprezentate în Fig.1 şi 2. Valorile lui u_{Fe} le-am determinat din magnetizările la saturaţie pe gram la 4K şi densităţile aliajelor respective /2,3/.

Din Fig.1 se observă că momentul magnetic μ_{Fe}, atît pentru benzi cît şi pentru pături subţiri, scade liniar cu creşterea conţinutului de B. Această descreştere a momentului magnetic μ_{Fe}, admi-

ţînd că s-ar datora transferului de sarcină, sugerează că aproximativ 1,9 electroni sp ai atomului de B sînt donaţi benzii 3d a atomului de Fe; acest transfer de sarcină ar explica şi comutarea picului

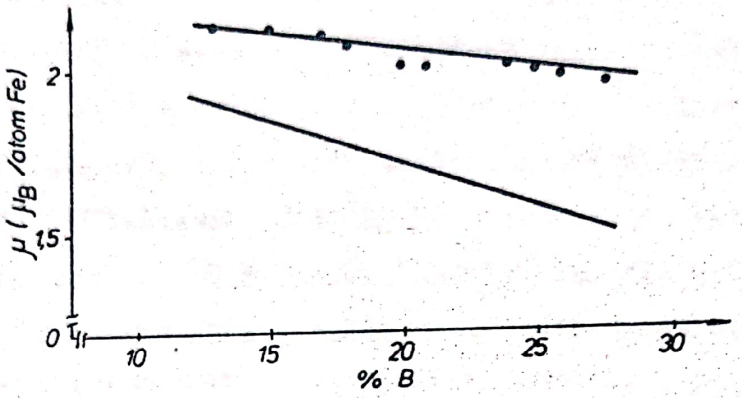


Fig.1. Dependenţa momentului magnetic mediu la saturaţie pe atom de Fe de conţinutul de B pentru: • - benzi amorfe; ▬ - pături subţiri amorfe.

curbei Slater - Pauling spre o concentraţie mai scăzută a electronilor metalului de tranziţie. Dar, modelul transferului de sarcină este aplicabil numai pentru un conţinut de B mai mare de 14% at.; pentru

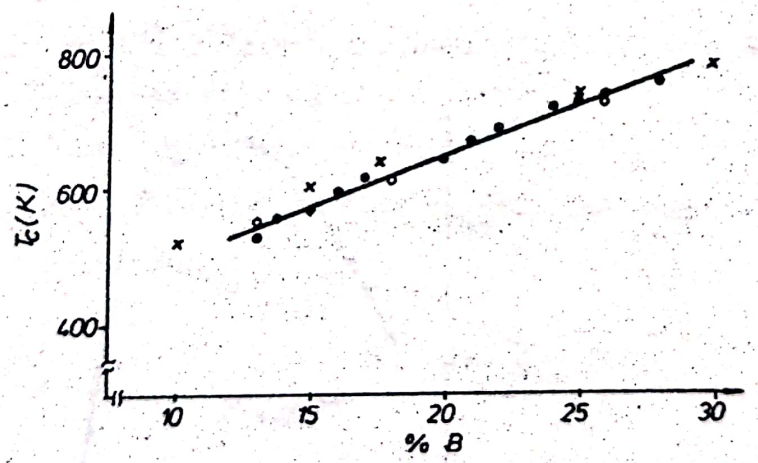


Fig.2. Dependenţa temperaturii Curie de conţinutul de B pentru: • - benzi amorfe /3/; ○ - pături subţiri amorfe /2/; * - teoretică.

concentraţii de B mai scăzute, μ_{Fe} creşte cu creşterea conţinutului de B. Descreşterea momentului magnetic μ_{Fe} cu creşterea conţinutului de B s-ar putea datora modificărilor drastice în ordinea structurală locală.

Fig.2 arată că temperatura Curie T_c, în toate cele trei cazuri (benzi, pături subţiri şi teoretică) creşte cu creşterea conţinutului de B, contrar aşteptărilor; deci, variaţia temperaturii Curie este opusă variaţiei momentului magnetic μ_{Fe} pe domeniu de concentraţie considerat ($12 \leq x \leq 28$). Pentru a explica această comportare s-a folosit atît modelul localizat cît şi modelul itinerant. După modelul localizat interacţia de schimb trebuie să descrească: aceasta s-ar putea datora fie descreşterii interacţiei feromagnetice, fie apariţiei interacţiilor antiferomagnetice. Considerînd că interacţia de schimb directă este feromagnetică, iar interacţia de superschimb este antiferomagnetică, am folosit pentru calculul temperaturii Curie relaţia /4/:

$$T_C(y)=680(1 + 3,2y)(1 - 1,25y) \qquad (1)$$

unde 680 este temperatura Curie pentru $Fe_{80}B_{20}$, iar $y = x - 20$.

Din rezultatele de mai sus, constatăm că proprietăţile magnetice fundamentale ale aliajelor amorfe FeB nu depind semnificativ de metoda de preparare. Rezultă că valorile obţinute pentru aliajele FeB preparate prin cele două metode pot fi folosite pentru a construi diagrama de fază magnetică a cestui sistem de aliaje, Fig.3.

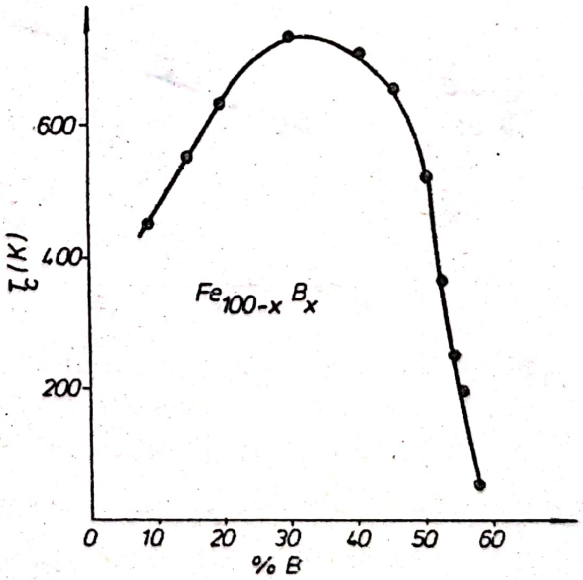


Fig.3. Diagrama de fază magnetică pentru sistemul FeB amorf.

De pe Fig.3 se vede că diagrama de fază magnetică a aliajelor amorfe FeB atinge un maxim la aprox. 30% at.B, apoi descreşte pînă se anulează în jur de 60% at.B. Rezultă că,aliajele FeB sînt fie feromagneţi slabi (ambele subbenzi d sînt umplute parţial la nivelul Fermi), fie feromagneţi puternici (un grup de subbenzi d sînt umplute complet la nivelul Fermi) în funcţie de conţinutul de B. La feromagneţii slabi magnetizarea şi temperatura Curie variază în acelaşi mod cu compoziţia, aşa cum se întîmplă pentru un conţinut de B mai mare de 30% at. şi probabil pentru concentraţii foarte scăzute, mai mici de 10% at.. Pentru concentraţii intermediare momentul magnetic pe atom şi temperatura Curie variază în sensuri opuse, aliajele fiind feromagneţi puternici.

BIBLIOGRAFIE

/1/.F.E.LUBORSKY, " Amorphous Ferromagnets" în "Ferromagnetic materials" ed. E.P.Wolhfarth, North Holland, vol.1, 1980, 453-529

/2/.P.J.GRUNDY, J.Mag.Mag.Mat. 21, 1-23 (1980)

/3/.F.E.LUBORSKY, Naval Res.Rev. 32, 4-15 (1979)

/4/.T.KANEYOSHI, Proc. 4th Int.Conf.on Rapidly Quenched Metals,1981, 1087-1090.

EFECTE STRUCTURALE SI ELECTROCHIMICE INDUSE PRIN DEFORMAREA BENZILOR METALICE AMORFE

M. POPESCU *

Deformarea benzilor amorfe de compoziţie metal-metaloid peste limita de elasticitate determină o distrugere parţială a ordinii compoziţionale locale a materialului. Potenţialul electrochimic măsurat între doi electrozi din materiale amorfe identice prezintă o dependenţă neliniară în raport cu deformarea uniaxială a electrozilor. Ambele efecte permit explicarea descreşterii rezistenţei la coroziune a sticlelor metalice cînd sînt supuse eforturilor mecanice.

1. Introducere.

Efectul deformării mecanice asupra structurii unui material dezordonat a fost studiat de Masumoto şi Maddin [1,2] pe $Pd_{80}Si_{20}$. Aceşti autori au propus un model structural al transformării constînd din trecerea de la un model tip Bernal compact la o ordonare de insule cristaline care cresc odată cu creşterea temperaturii. Pampillo şi Chen [3] au arătat că deformaţia plastică compresivă este puternic neomogenă şi au tras concluzia că în materialul $Pd_{77,5}Cu_6Si_{16,5}$ studiat are loc o anumită distrugere a ordinii în apropiere. Si alţi autori care au studiat această problemă au conchis că schimbările structurale induse de deformaţii sînt esenţialmente diferite de cele corespunzătoare relaxării structurale induse prin "annealing".

Proprietăţile anticorozive ale sticlelor metalice sînt consecinţa structurilor de fază omogene..S-a arătat că curentul de coroziune prezintă o creştere bruscă la viteze mici de răcire a topiturilor şi acest efect a fost pus pe seama prezenţei germenilor cristalini în materiale.

In această lucrare sînt discutate rezultatele de difracţie de raze X şi datele electrochimice obţinute pe unele benzi metalice amorfe cînd acestea sînt supuse unor eforturi de deformare uniaxială.

---

* Doctor, cercetător principal grad III, Institutul de Fizică şi Tehnologia Materialelor, Bucureşti-Măgurele

2. Metoda experimentală.

Măsurătorile experimentale au fost făcute prin difracţie de raze X folosind radiaţia unui tub cu anticatod de cupru monocromatizată cu un monocromator de grafit plasat în fasciculul difractat. Un efort mecanic puternic a fost aplicat în lungul probei folosind un dispozitiv special montat în suportul probei la difractometrul Siemens Kristalloflex IV. Tensiunea mecanică a fost menţinută în vecinătatea limitei de rupere. Astfel a fost efectuată o deformare plastică substanţială a materialului. S-au făcut măsurători înainte şi după deformare, precum şi după relaxarea probei timp de 24 de ore..S-au calculat funcţiile de distribuţie radială prin metoda transformării Fourier.

Măsurătorile electrochimice au fost făcute într-o celulă electrochimică construită în mod special. Se ştie că doi electrozi identici nu dau nici o diferenţă de potenţial cînd sînt introduşi într-un electrolit. Deformarea unuia dintre electrozi ar putea însă determina apariţia unei diferenţe de potenţial. Această idee nu este nouă. Încă din 1905 renumitul fizician român Dragomir Hurmuzescu [4] a studiat forţa electromotoare produsă prin deformarea unui electrod dintr-o pereche de electrozi identici. El a găsit că metalul deformat devine negativ, el este mai uşor atacat de acizi. Noi am reeditat experienţa lui Hurmuzescu şi am aplicat-o la benzile metalice amorfe.

3. Rezultatele obţinute.

Curbele de intensitate de difracţie de raze X pe $Fe_{80}B_{20}$ înainte şi după aplicarea unui efort mecanic de întindere, precum şi după relaxare sînt arătate în figura 1.

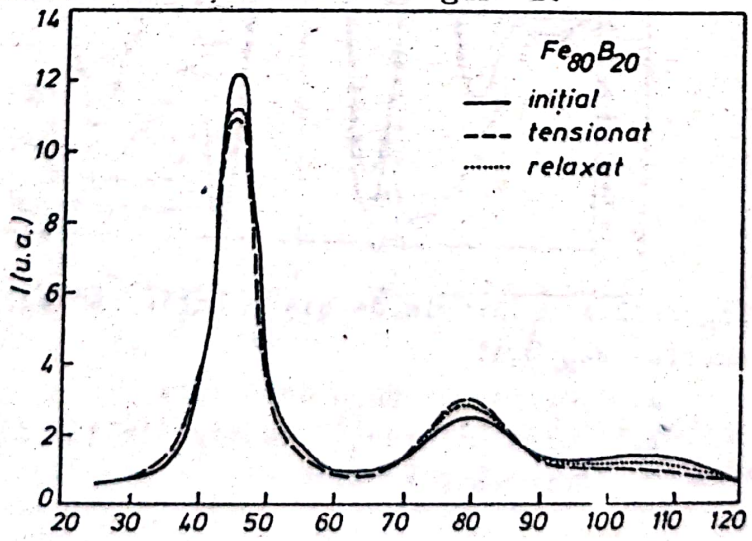


Fig.1 Intensitatea de difracţie RX în banda amorfă de $Fe_{80}B_{20}$ supusă deformării plastice.

Deformaţia induce o modificare semnificativă a maximelor lar- de difracţie şi uşoare deplasări pe scara unghiulară. Prin relaxare are loc,se pare, o parţială revenire la structura iniţială.

Curbele de distribuţie radială calculate pe baza unor date experimentale foarte precise sînt arătate în figura 2. După deformare primul maxim îşi reduce înălţimea şi are loc o deplasare a acestuia cu +1,54%. Componentele celui de al doilea maxim despicat merg în direcţie opusă: r_2 se deplasează spre distanţe mai mici (-2,15%)iar r_2' se deplasează spre distanţe mai mari (+2,26%). Despicarea totală creşte de la 0,69Å la 0,85Å cînd este aplicat efortul de deformare.

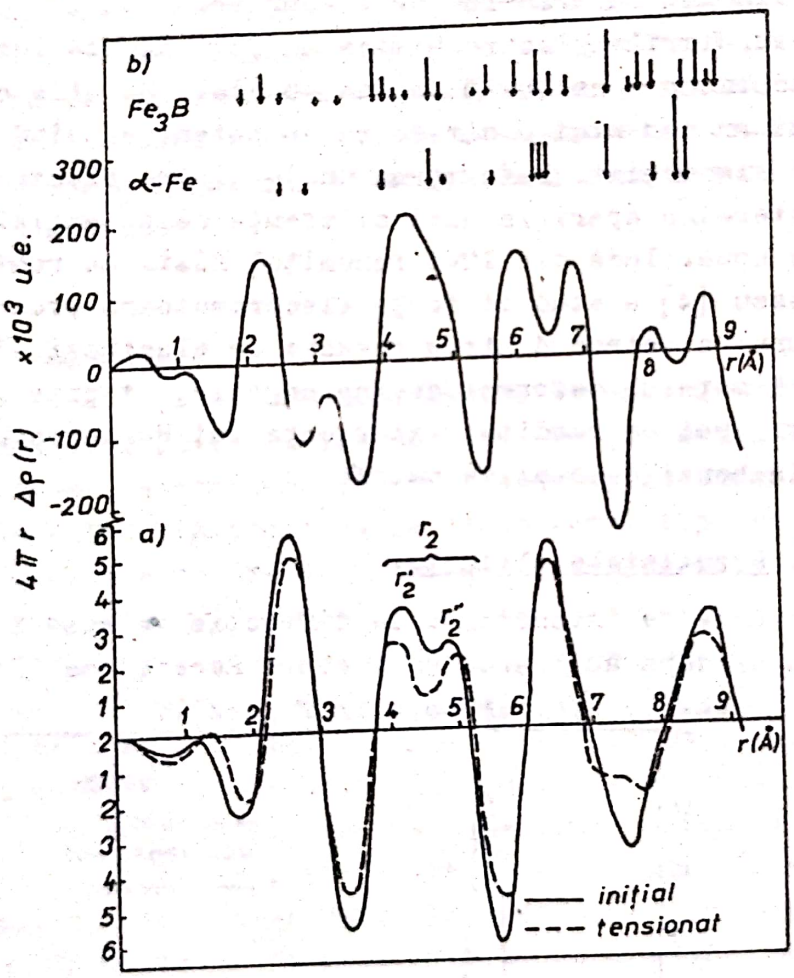


Figura 2. Curbele de distribuţie radială reduse pentru amorful $Fe_{80}B_{20}$.

a. Înainte şi după deformare

b. Curba diferenţă: (starea iniţială)-(starea deformată nerelaxată).

Pentru a evidenţia tipul de transformare structurală vel atomic, a fost calculată diferenţa dintre curbele de intensitate difractată măsurate în starea iniţială şi respectiv în starea tensionată şi, prin inversare Fourier s-a găsit curba de distribuţie radială a reziduului de intensitate.

Dacă se compară acum poziţiile principalelor maxime şi minime în curba diferenţială cu poziţiile sferelor de coordinaţie atomice ale fierului c.i. şi ale compuşilor cristalini FeB, Fe_2B şi Fe_3B şi Fe_4B se poate trage concluzia că starea iniţială este caracterizată printr-un nivel mai înalt de ordine de tip Fe_3B decît starea deformată plastic. Picul situat la 2,20 Å dovedeşte un exces de perechi Fe-B în starea iniţială. Minimele situate în poziţiile corespunzătoare sferelor de coordinaţie ale fierului indică în mod clar că în starea deformată plastic apare o ordine similară cu cea din fierul cristalin. Se poate deci presupune că în banda amorfă apar germeni de α-Fe la deformare.

Este izbitor faptul că ordinea în apropiere de tip α-Fe şi Fe_3B evidenţiată în $Fe_{80}B_{20}$ este identică cu cea proprie fazelor cristaline care apar la cristalizarea probelor de acest tip. Fe_3B este un compus cu legături puternice, deci formarea lui este foarte favorabilă. Pe de altă parte, α-Fe precipită ca o consecinţă a curgerii vîscoase a materialului sticlos.

Rezultatele electrochimice sînt arătate în figura 3. Electrodul tensionat mecanic (fie fier policristalin, fie banda amorfă) devine negativ faţă de materialul netensionat.

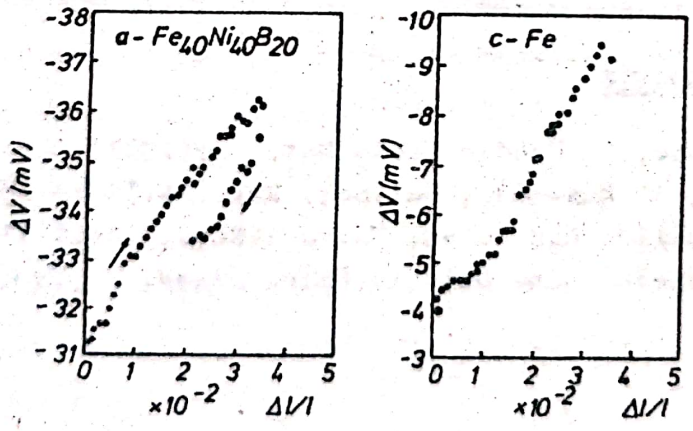


Figura 3. Variaţia tensiunii electrochimice între doi electrozi identici la alungirea unuia dintre aceştia.

Este remarcabilă comportarea diferită a probelor cristaline şi a celor amorfe. In timp ce dependenţa tensiune electrică--deformaţie este aproape liniară pentru fierul policristalin, pentru proba amorfă se obţine o curbă convexă. Acest efect poate fi atribuit parţial schimbării ordinii în apropiere ca rezultat al fenomenului de curgere în timpul deformării.

Inainte de a atinge limita de rupere am redus treptat deformarea probei. Diferenţa de potenţial a descrescut urmînd o curbă situată la valori de tensiune mai mici. Acest efect poate fi atribuit refacerii parţiale a structurii probei, aşa cum de altfel se confirmă şi din măsurători structurale prin difracţie de raze X. Panta medie a curbei tensiune-deformaţie atît pentru cristal cît şi pentru amorf este aproximativ aceeaşi: 15 mV/%def.

4. Concluzii.

Efortul uniaxial de întindere aplicat sticlelor metalice induce modificări profunde în ordinea structurală locală. In materialul amorf de compoziţie $Fe_{80}B_{20}$ se observă o despicare compoziţională. S-a evidenţiat o ordine locală de tip α-Fe şi una de tip Fe_3B.

Potenţialul electrochimic prezintă o dependenţă neliniară de deformarea mecanică.

Efectele observate pot fi corelate cu îmbătrînirea sticlelor metalice şi permit să se explice descreşterea rezistenţei la coroziune a aliajelor metalice sticloase cînd sînt supuse la forţe de întindere mari.

BIBLIOGRAFIE

1. T. Masumoto, R. Maddin, Acta Met., 19(1971) 725.
2. R.Maddin, T. Masumoto, Mat.Sci. Eng., 9(1972) 153.
3. C.A. Pampillo, H.S. Chen, Mat.Sci.Eng., 13(1974) 181.
4. D. Hurmuzescu, Ann. Scient. Univ. Jassy, 2 (1905) 63.

Scanned with OKEN Scanner

ALIAJE AMORFE DE TIPUL METAL DE TRANZITIE-ELEMENT NEMAGNETIC

R. TEODORIU*

Lucrarea prezintă unele aspecte ale influenţei elementului nemagnetic asupra amorficităţii şi proprietăţilor magnetice ale aliajelor metalice amorfe feromagnetice.

Introducere

Deşi tehnologia materialelor metalice amorfe feromagnetice a avansat considerabil prin producerea lor în mod continuu şi găsirea unui număr mare de aplicaţii practice, structura şi proprietăţile magnetice sînt încă neclare şi controversate. Amorficitatea, stabilitatea termică şi proprietăţile magnetice ale acestor materiale depind puternic de natura şi concentraţia elementului nemagnetic. In funcţie de compoziţie, putem clasifica aliajele amorfe feromagnetice în următoarele categorii:

- metal de tranziţie 3d - metaloid (MT-Me),
- metal de tranziţie 3d - metal nemagnetic (MT-MN),
- metal de tranziţie 3d - metal nemagnetic - metaloid (MT-MN-Me),

unde MT, Me şi MN reprezintă unul sau mai multe elemente, respectiv, din sistemele: (Fe, Co, Ni); (B, P, C, Si, Ge, Al); (Ti, V, Cr, Zr, Nb, Mo, Hf, Ta, W).

In continuare ne vom referi la unele aspecte ale influenţei elementului nemagnetic asupra amorficităţii şi proprietăţilor magnetice ale aliajelor Fe-MN.

---

* Cercetător ştiinţific, Centrul de Fizică Tehnică Iaşi

Rezultate şi discuţii

Aliajele MT-MN sînt cele mai noi materiale magnetice amorfe. Datorită punctelor de topire foarte ridicate ale elementelor MN, primele şi cele mai multe aliaje MT-MN au fost obţinute sub formă de pături subţiri prin pulverizare catodică /1/; totuşi, de curînd, s-au preparat şi cîteva aliaje MT-MN sub formă de benzi prin răcire rapidă din fază lichidă /2/.

Deşi există puţine cercetări asupra acestor materiale, datorită abordării recente a acestui subiect, este evident, ca şi în cazul sistemului MT-Me, că cea mai complexă comportare o manifestă aliajele amorfe pe bază de Fe.

In tabelul 1 sînt prezentate domeniile de amorficitate pentru cîteva aliaje Fe-MN. Se observă că domeniile de compoziţie pentru

Tabelul 1

	a	b
Fe-Cr	1,007	-
Fe-W	1,103	27-32
Fe-Nb	1,158	17-31
Fe-Zr	1,269	10-80

a = raza atomică a elementului MN/raza atomică a Fe;
b = compoziţia în procente atomice corespunzătoare fazei amorfe

care se formează faza amorfă depinde, în acest caz, foarte mult de diferenţa dintre raza atomică a Fe şi raza atomică a elementului MN; pentru a se forma faza amorfă este necesar ca şi raportul razelor să fie mai mare de 1,01. Aceasta ne face să conchidem că, în procesul de formare şi stabilizare a fazei amorfe a sistemului de aliaje Fe-MN, alături de mărimea şi semnul energiei implicate în acest proces, un rol important îl are şi mărimea atomului elementului MN. Calculele fracţiilor de împachetare atomică, pentru cazurile posibile (cînd den-

Scanned with OKEN Scanner

abilitatea aliajului este cunoscută, par să confirme observaţia că raportul razelor este unul din factorii principali în obţinerea şi stabilizarea fazei amorfe din sistemul de aliaje MT-MN.

Din punct de vedere magnetic, aliajele amorfe Fe-MN se împart în aliaje feromagnetice (MN = Ta, Nb, Hf, Zr) şi paramagnetice (MN = Mo, V, W).

Pentru aceste aliaje feromagnetice, momentul magnetic la saturaţie pe atom de Fe, μ_{Fe}, scade cu creşterea concentraţiei elementului MN, iar pentru aceeaşi concentraţie depinde de elementul MN. Astfel, reducerea momentului μ_{Fe} în cazul sistemelor Fe-Ta şi Fe-Nb este mult mai pronunţată decît în cazul Fe-Hf şi Fe-Zr. Aceeaşi variaţie se observă şi în dependenţa temperaturii Curie de concentraţie şi de natura elementului nemagnetic .

Aplicarea modelului transferului de sarcină pentru a justifica această comportare magnetică se dovedeşte a fi nesatisfăcătoare deoarece valorile pantelor curbelor de variaţie a momentului magnetic cu concentraţia sînt mai mari decît cele obţinute experimental. In acest caz,este rezonabil de a presupune că variaţiile momentului magnetic şi a temperaturii Curie se datoresc şi modificărilor în condiţiile locale (numărul vecinilor magnetici de ordin 1 şi distanţele interatomice) impuse de mărimea atomului elementului nemagnetic şi care ar putea determina o hibridizare a electronilor de valenţă şi nu un transfer de sarcină de la elementul nemagnetic la Fe. Deci,pentru a avea un moment magnetic μ_{Fe} mare şi o temperatură Curie corespunzătoare este necesar ca elementul nemagnetic să aibă o rază atomică mare şi o valenţă mică.

Bibliografie

/1/.S.OHNUMA,K.SHIRAKAWA, M.NOSE, T.MASUMOTO, IEEE Trans.Mag.16, 1129-1131,1980

/2/.T.MASUMOTO, S.OHNUMA, K.SHIRAKAWA, M.NOSE, K.KOBAYASHI, J.de Phys. C8, 686-689, 1980

PROPRIETATILE MAGNETICE ALE STRATURILOR SUBTIRI POLICRISTALINE NiFe

P.Ciureanu [x], Gh.Korony [xx], C.Păpuşoi [xxx], F.Chiperi [x]
M.Iacobescu [x].

The magnetic properties of the thin ferromagnetic NiFe films were investigated as a function of the substrate temperature and deposition field intensity, in order to obtain high performances for the polar pieces of a thin film magnetic head.

1. Introducere

Piesele polare ale unui cap magnetic integrat sînt constituite din straturi subţiri feromagnetice, în structură monostrat sau multistrat, excitate după axa de magnetizare dificilă. In vederea obţinerii de dispozitive cu eficienţă cît mai ridicată, permeabilitatea magnetică a materialului depus trebuie să fie cît mai mare. In plus, magnetizaţia la saturaţie a straturilor trebuie să fie cît mai ridicată, permiţînd o funcţionare liniară a circuitului magnetic şi la valori mari ale cîmpului magnetic magnetic de scriere.

In scopul obţinerii acestor performanţe pentru circuitul magnetic al capetelor integrate, s-a efectuat un studiu experimental al proprietăţilor magnetice ale straturilor subţiri policristaline Ni 80 Fe 20, depuse prin evaporare în vid, în funcţie de parametrii de depunere.

---

x) dr.ing.P.Ciureanu şi ing.F.Chiperi sînt cercetători ştiinţifici principali, iar M.Iacobescu este tehnician principal la Centrul de Cercetări pentru Tehnica de Calcul.
xx) ing.Gh.Korony este inginer tehnolog principal la Institutul de Fizică şi Tehnologia Materialelor Buc.
xxx) conf.dr. C.Păpuşoi este şeful catedrei de fizică al Universităţii "Al.I.Cuza" din Iaşi.

2. Prepararea probelor.

S-a utilizat o instalaţie de evaporare în vid Hochvakuum Dresda 30.2, cu un evaporator cu fascicul de electroni tip Straton. Considerînd presiunea reziduală în incintă constantă (10^{-5}torr) şi lucrînd cu o viteză de evaporare pentru permalloy de 5 Å/s, se determină proprietăţile magnetice ale straturilor subţiri policristaline NiFe în funcţie de temperatura substratului şi de intensitatea cîmpului magnetic aplicat la depunere. Este cunoscut faptul că, prin aplicarea unui cîmp magnetic extern în planul stratului la depunere, se induce în strat o anizotropie uniaxială, cu axa de uşoară magnetizare în plan şi paralelă cu direcţia cîmpului aplicat /1/. Cîmpul extern este realizat cu un sistem de magneţi permanenţi, montaţi în interiorul incintei vacuumate. Modificînd configuraţia circuitului magnetic care înglobează magneţii permanenţi, se obţin diferite valori de cîmp magnetic în probă, măsurate înainte şi după depunere cu un teslametru. Substraturile utilizate sînt lamele de sticlă optică cu grosimea de 1 mm şi dimensiuni în plan de 65 mm x 5 mm, montate pe un suport din material nemagnetic, situat în cîmp magnetic constant şi în vecinătatea unui radiator din benzi de molibden. Variind intensitatea curentului prin radiator se obţin diferite valori de temperatură pe substrat, măsurate cu un termocuplu fier-constantan. Controlul grosimii straturilor se face cu un monitor cu cuarţ Orion tip Miki MSV-1842. La fiecare ciclu de vid se depun cîte patru probe de straturi feromagnetice, orientate paralel şi perpendicular pe direcţia cîmpului extern, şi montate pe laturile unui patrat, centrat deasupra sursei de evaporare. S-au realizat trei grupe de cîte patru seturi de probe, pentru fiecare grupă variindu-se unul din parametrii de depunere (tabel nr.1).

TABEL NR.1

Structura probelor de straturi subţiri feromagnetice,utilizate la măsurătorile în funcţie de parametrii de depunere

Proba	M_1	M_2	M_3	M_4	T_1	T_2	T_3	T_4	TM_1	TM_2	TM_3	TM_4
Temperatură substrat (^oC)	300	300	300	300	250	300	325	350	275	300	325	350
Intensitate cîmp magnetic Hdep.10^{-3} (A/m)	2,4	3,2	4	5,6	-	-	-	-	6,4	6,4	6,4	6,4
Grosime strat (µm)	4	4	4	4	4,3	4,5	5,4	3,7	4,26	3,4	4	4,2
Secţiune strat S.10^3(mm^2)	20	20	20	20	21,5	22,5	27	18,5	21,3	17	20	21
Volum strat V (mm^3)	1,3	1,3	1,3	1,3	1,4	1,46	1,75	1,2	1,38	1,1	1,3	1,36

Scanned with OKEN Scanner

3. Proprietăţile magnetice în funcţie de ... sitatea cîmpului magnetic extern.

S-au ridicat curbele de magnetizare ale probelor M_1-M_4 din tabelul nr.1 utilizînd un magnetometru de torsiune în sistem astatic [2]. Se determină din curbele de magnetizare valorile magnetizaţiei la saturaţie, cele ale cîmpului coercitiv după axa uşoară şi cea dificilă, ca şi valorile cîmpului de anizotropie. Permeabilitatea magnetică relativă după axa dificilă se calculează cu relaţia aproximativă $\mu_{rh} = M_s / H_k$, relaţia perfect valabilă în cazul straturilor feromagnetice obţinute de noi, avînd în vedere liniaritatea curbei de magnetizare în domeniul $-H_k \leq H \leq H_k$ (fig. 1).

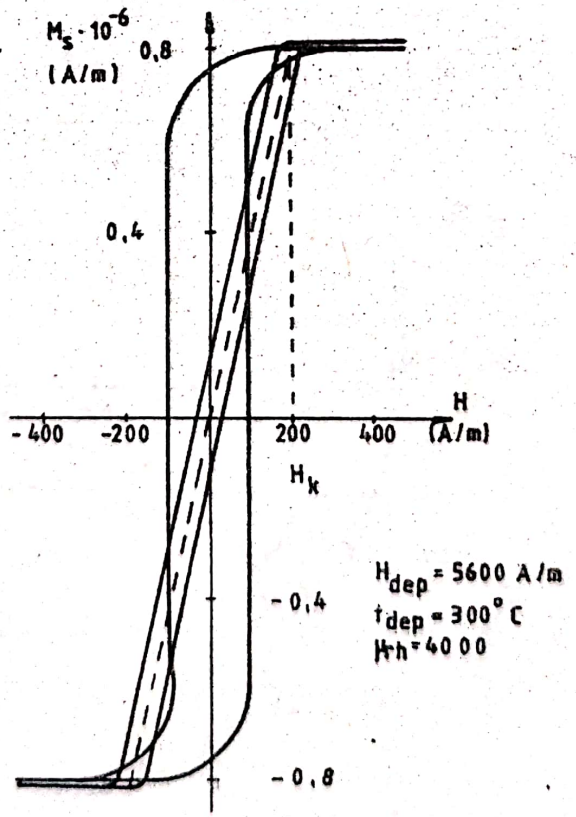


Fig. 1

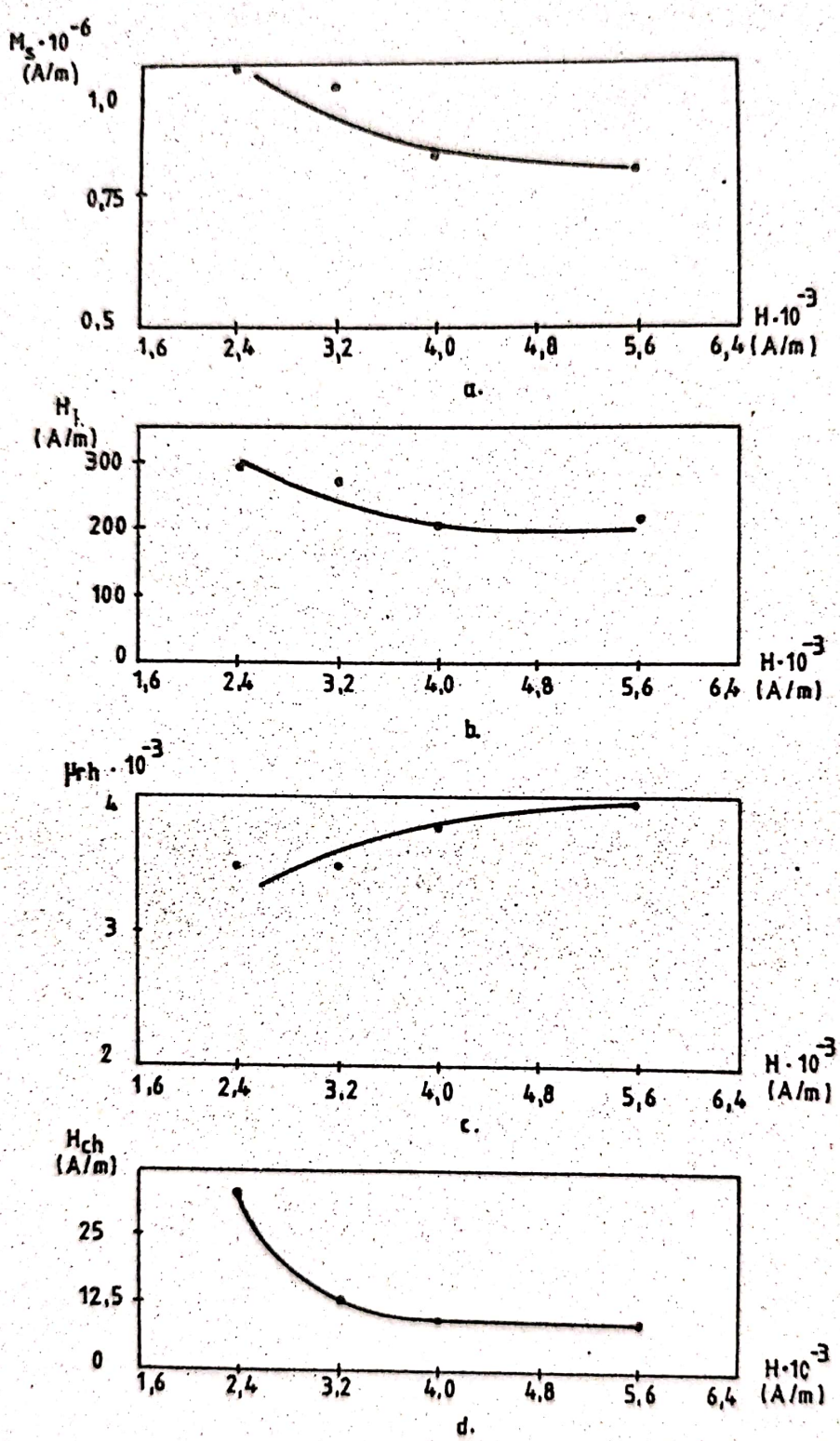
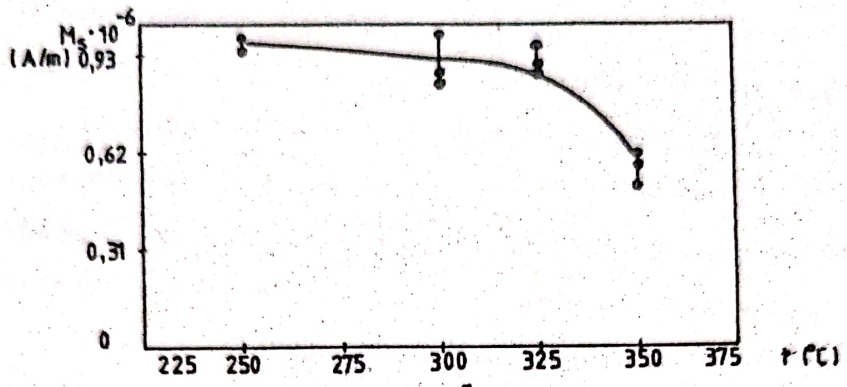
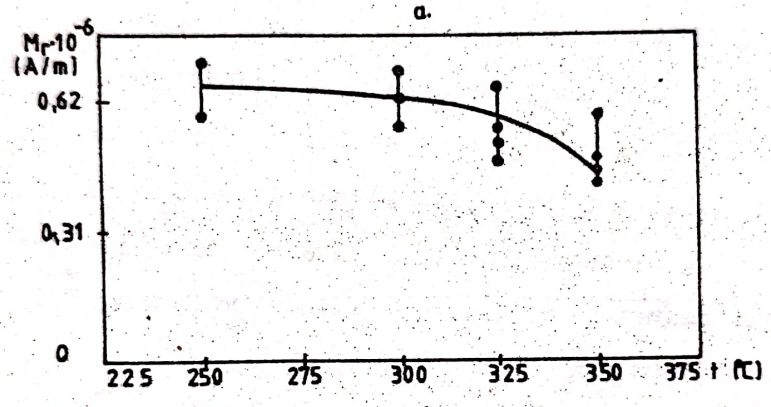

$M_s \cdot 10^{-6}$ (A/m)
1,0
0,75
0,5
1,6
2,4
3,2
4,0
4,8
5,6
6,4
$H \cdot 10^{-3}$ (A/m)
a.
H_i (A/m)
300
200
100
0
b.
$\mu_{rh} \cdot 10^{-3}$
4
3
2
c.
H_{ch} (A/m)
25
12,5
0
d.

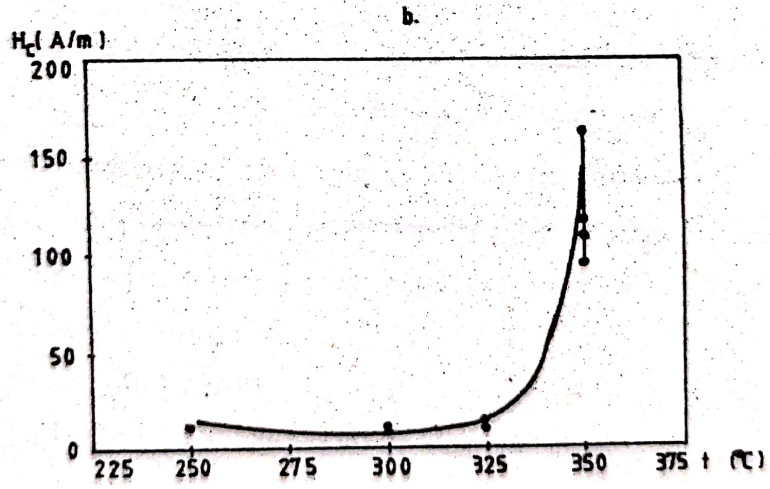
Fig. 2


$M_s \cdot 10^{-6}$
(A/m) 0,93
0,62
0,31
0
225 250 275 300 325 350 375 t (°C)

a.


$M_r \cdot 10^{-6}$
(A/m)
0,62
0,31
0
225 250 275 300 325 350 375 t (°C)

b.


H_c (A/m)
200
150
100
50
0
225 250 275 300 325 350 375 t (°C)

c.

Fig. 3

In timp ce proprietăţile magnetice ale straturilor,determinate din curbele de magnetizare după axa uşoară, nu sînt influenţate semnificativ de valoarea cîmpului magnetic la depunere, cele determinate din curbele după axa dificilă variază în mod clar cu intensitatea acestui cîmp (fig.2). Variaţia crescătoare a permeabilităţii apare datorită scăderii mai lente a magnetizaţiei la saturaţie în funcţie de intensitatea cîmpului magnetic extern, comparativ cu scăderea valorilor cîmpului de anizotropie. Avînd în vedere aceste variaţii, se alege pentru realizarea pieselor polare ale capului magnetic integrat o valoare de 6400 A/m a intensităţii cîmpului magnetic la depunere. Magnetizaţia la saturaţie este ceva mai scăzută ($0,8.10^6$A/m)dar permeabilitatea relativă este maximă (4000),ducînd la creşterea eficienţei medii a capului integrat.Cîmpul coercitiv este minim, indicînd o scădere a energiei magnetostatice în strat deci micşorarea numărului de domenii magnetice, structura piesei polare apropiindu-se de cazul ideal monodomeniu.

4. Proprietăţile magnetice în funcţie de temperatura substratului

Se ridică curbele de magnetizare cu magnetometrul de torsiune pentru probele T_1-T_4,depuse fără cîmp magnetic, şi pentru probele TM_1-TM_4, depuse în cîmp magnetic de 6400 A/m. Variaţiile magnetizaţiei la saturaţie, magnetizaţiei remanente şi cîmpului coercitiv ale probelor T_1-T_4, în funcţie de temperatura substratului se prezintă în fig.3. Se observă că valorile de magnetizaţie scad cu temperatura de depunere, mai rapid pentru temperaturi depăşind 300°C. Această scădere este caracteristică straturilor feromagnetice policristaline NiFe, fiind observată şi de Neugebauer [3] ,Rosette şi Hoffmann [4] sau Lee şi Thompson [5] . Valorile de cîmp coercitiv prezintă un minim la 300°C, similar cu cel raportat de Rogalla şi Ruh [6] sugerînd o densitate minimă de energie magnetostatică la

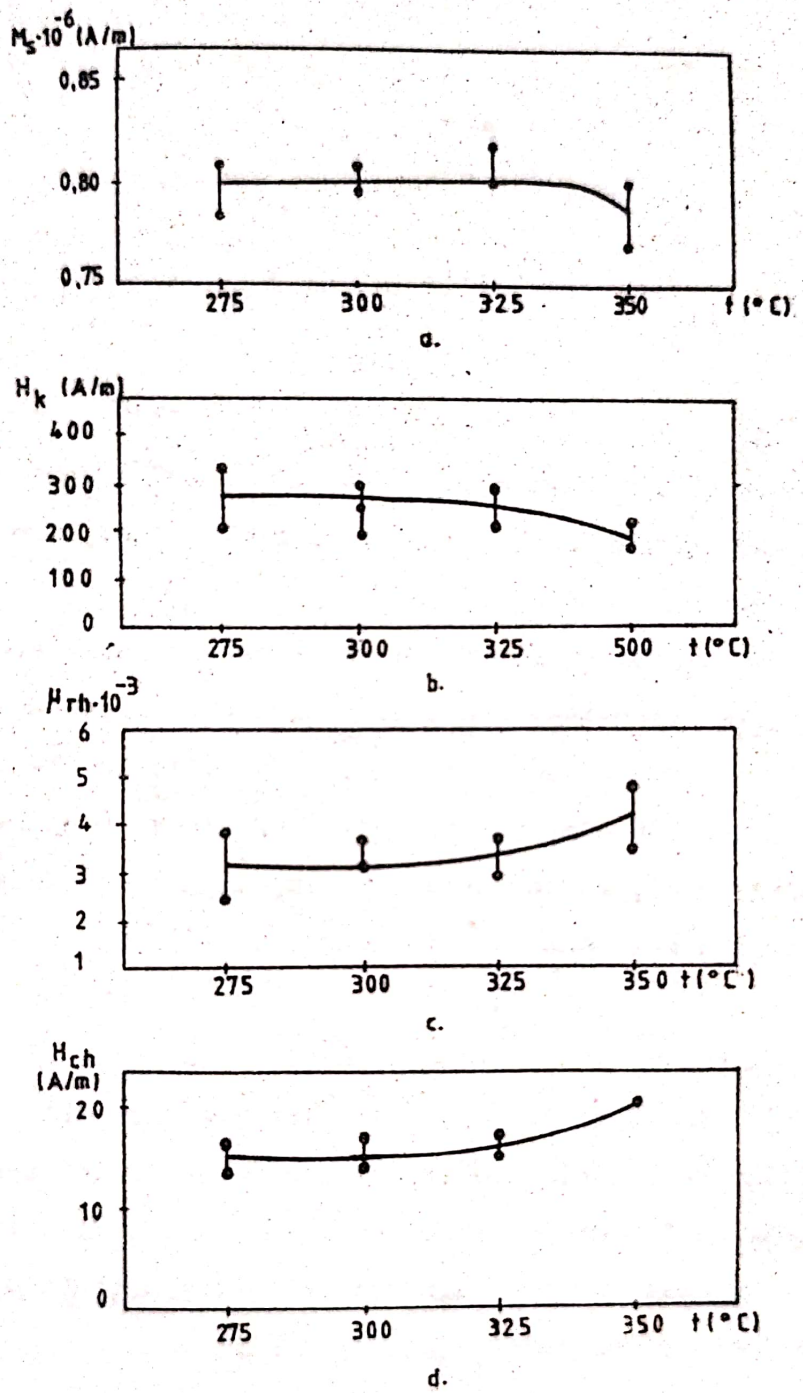

$M_s \cdot 10^{-6}$ (A/m)
0,85
0,80
0,75
275
300
325
350
t (°C)
a.
H_k (A/m)
400
300
200
100
0
275
300
325
500
t (°C)
b.
$\mu_{rh} \cdot 10^{-3}$
6
5
4
3
2
1
275
300
325
350 t (°C)
c.
H_{ch} (A/m)
20
10
0
275
300
325
350
t (°C)
d.

Fig. 4

această temperatură. Dispersia destul de mare a parametrilor, ca şi formele diferite ale curbelor de magnetizare în funcţie de poziţia probelor pe suportul de depunere sugerează o anumită anizotropie indusă în absenţa cîmpului magnetic extern. In timp ce la temperaturi mai joase, mecanismul de inducere poate fi unghiul de incidenţă al depunerii, combinat cu tensiunile din strat, la temperaturi peste 300°C apare o anizotropie magnetostrictivă, datorită diferenţelor mari între coeficienţii de dilatare termică ai stratului feromagnetic şi substratului.

In cazul depunerii de piese polare fără cîmp magnetic, se alege o temperatură a substratului de 300°C, unde magnetizaţia la saturaţie are valoare mare ($0,87.10^6$ A/m), iar cîmpul coercitiv este minim (20 A/m).

Variaţiile în funcţie de temperatura substratului ale magnetizaţiei la saturaţie, cîmpului de anizotropie, permeabilităţii relative şi cîmpului coercitiv după axa dificilă ale probelor TM_1-TM_4 depuse în cîmp magnetic de 6400 A/m se prezintă în fig.4. Se observă că, la depunerea în cîmp magnetic, mărimile analizate variază mai lent cu temperatura substratului, decît în cazul depunerii fără cîmp. Scăderea valorilor de cîmp de anizotropie cu temperatura a fost raportată şi de Hardwick [7] , Flur şi Griest [8] , sau Mitchell [9]. Valorile absolute obţinute pentru mărimile caracteristice ale straturilor subţiri feromagnetice analizate se încadrează în domeniul de valori din literatură, în cazul permeabilităţii magnetice relative obţinîndu-se valori superioare celor cunoscute [10] , [11] .

5. Concluzii

Un fenomen foarte interesant observat la straturile feromagnetice depuse de noi este dependenţa proprietăţilor magnetice de intensitatea cîmpului de depunere, dependenţă ignorată pînă în prezent [12]. Astfel, pentru o intensitate a cîmpului magnetic estern de 3200 A/m, valorile absolute, ca şi dependenţa cu temperatura a proprietăţilor magnetice ale straturilor subţiri Ni 80 F e 20 se înscriu în datele cunoscute din literatură. Pentru o intensitate de 6400 A/m a cîmpului extern, variaţiile cu temperatura ale proprietăţilor magnetice sînt lente, punctele extreme ale curbelor deplasîndu-se către temperaturi mai înalte. Rezultă deci că, la intensităţi reduse de cîmp magnetic la depunere, proprietăţile magnetice ale straturilor depind mai puternic de temperatură, în timp ce la creşterea valorilor de cîmp magnetic extern, acest ultim parametru devine predominant în stabilirea proprietăţilor magnetice ale materialului [13] . Parametrii optimi de depunere, aleşi pentru realizarea pieselor polare ale capului magnetic integrat sînt:

- presiune reziduală: 10^{-5}torr
- viteza de evaporare NiFe: 5 Å/s
- cîmp magnetic extern : 6400 A/m
- temperatura substratului : 300°C.

Punctul de funcţionare al circuitului magnetic astfel obţinut este optim din punct de vedere al inducerii unei anizotropii magnetice controlate şi de valoare cunoscută, prin intermediul cîmpului extern la depunere. Se micşorează astfel eventuala dispersie a parametrilor datorată variaţiei accidentale a temperaturii substratului.

BIBLIOGRAFIE

1. M. ROTH, I.E.E.E. Trans. Magn.,MAG-2, 3,563(1966).

2. C.PAPUSOI, Metrologia aplicată,16,3,114(1969).

3. C.NEUGEBAUER, Phys.Rev.,vol. 116,1441 (1959).

4. T.ROSETTE,H.HOFFMANN, "Structure and properties of thin films", Wiley,1959.

5. W.LEE, D.THOMPSON, I.E.E.E. Trans.Magn., MAG-4,3,520(1968).

6. D.ROGALLA, W.RUH, I.E.E.E. Trans.Magn. MAG-9,3,571(1973).

7. A.HARDWICK, J.Appl. Phys.,vol.34, 4(1), 818(1963).

8. B.FLUR, A. GRIEST, J.Appl., vol.37, 3, 1478 (1966).

9. E. MITCHELL, J.Appl.Phys.,Vol.29,3, 286(1958).

10. M.PRUTTON, "Thin ferromagnetic films", Butterworth,1964.

11. S.HERD, K.AHN, J.Appl. vol.50,3,2384(1979)

12. I.BURSUC,M.SUCIU, "Pături subţiri feromagnetice",Ed. Acad. R.S.R., 1969.

13. P.CIUREANU,teză de doctorat,I.P.B.(1983).

Scanned with OKEN Scanner

EFECTUL MAGNETOREZISTIV IN STRATURILE DE NIFE

A. BELU-MARIAN', P. CIUREANU", D. KORONY+

REZUMAT

Lucrarea prezintă studiul efectului magnetorezistiv (MR) în straturile subţiri policristaline de NiFe obţinute prin depunere în vid cu şi fără cîmp magnetic, temperatura supertului fiind menţinută la 300°C. Raportul magnetorezistiv $\Delta\varsigma/\varsigma$ s-a măsurat funcţie de rezistivitatea ς, de grosimea şi lăţimea stratului în domeniul $(2-20)\times10^{-5}\ \Omega$ cm, 50-200nm şi respectiv 10-100µm.

1. INTRODUCERE

In ultimul timp a crescut interesul în studiul efecteler MR în straturile subţiri feromagnetice datorită posibilităţii utilizării ler la realizarea dispozitiveler magnetice pentru lectură [1]. In acest scop atît coeficientul MR $\Delta\varsigma$ cît şi raportul MR $\Delta\varsigma/\varsigma$ sînt parametrii importanţi. Aceasta întrucît semnalul de ieşire şi puterea disipată în dispozitivele MR sînt proporţionale cu $\Delta\varsigma$ şi respectiv cu ς [2]. Coeficientul MR $\Delta\varsigma$ depinde în principal de compoziţia stratului de NiFe iar ς de grosimea stratului, de dimensiunea medie a cristaliteler, de conţinutul de impurităţi, respectiv de O_2 care la rîndul lui creiază tensiuni interne în strat, ete. [5]-[6] Atît $\Delta\varsigma$ cît şi ς sînt determinate de modul de preparare a stratelor subţiri de NiFe.

In lucrarea de faţă prezentăm rezultatele pe care le-am obţinut în urma studiului efectului MR în straturile subţiri de NiFe de diferite ς şi dimensiuni geometrice, depuse în condiţiile noastre concrete de lucru.

' Dr. Fiz.-Institutul de Fizica şi Tehnologia Materialeler
" Dr. Ing.-Centrul pentru Tehnica de Calcul -
+ Ing.-Institutul de Fizica şi Tenelogia Materialeler - Bucureşti

Scanned with OKEN Scanner

2. METODE EXPERIMENTALE

2.1 Prepararea

Straturile au fost obţinute prin evaporarea în vid a aliajului $Ni_{80}Fe_{20}$, dintr-un creuzet de cupru, utilizînd bombardamentul cu fascicul electronic. Distanţa sursă-supert a fost de 15 cm iar supertul din cuarţ a fost menţinut la temperatura de aproximativ 300°C. Cîmpul magnetic de aliniere din timpul depunerii a fost de 80 Oe (6400 A/m). Atît presiunea reziduală din timpul depunerii cuprinsă între 5×10^{-5} şi 1×10^{-6} mmHg cît şi viteza variabilă de depunere (0.1-2) nm/s au determinat obţinerea straturilor de NiFe cu rezistivităţi diferite.

2.2 Caracterizarea.

Grosimea probelor t măsurată cu ajuterul metodei interferometrice Tolansky a fost cuprinsă între 50-200 nm. Măsurătorile MR au fost efectuate pe probe obţinute prin tehnica de fotogravură, avînd lungimea l= 1mm iar lăţimea w variabilă cuprinsă între 10-100 μm Electrozii şi terminalele au fost din argint.

Măsurarea rezistenţei electrice R s-a făcut cu o punte de C.A. de tip Thomson (densitatea maximă de curent utilizată fiind 2×10^5 A/cm^2, frecvenţa 300 Hz) într-un cîmp magnetic extern variabil H (H_{max} = 120 Oe) aplicat în planul stratului. Stratul poate fi rotit în planul lui astfel că între direcţia de măsură a rezistivităţii (întotdeauna dealungul lungimii stratului) şi H există un unghi θ. Dacă H este suficient de mare ca să satureze proba, ρ este determinată numai de unghiul θ astfel :

$$\rho(\theta) = \rho_{\parallel} \cos^2\theta + \rho_{\perp} \sin^2\theta \qquad /1/$$

unde $\rho_{\parallel}$ şi $\rho_{\perp}$ reprezintă valorile rezistivităţii măsurate în cazul în care H este paralel cu direcţia de măsură (θ = 0°) şi respectiv perpendicular pe ea (θ = 90°). Rapertul MR a fost determinat din :

$$\Delta\rho/\rho = 3(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})/(\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp}) \qquad /2/$$

unde ρ este aproximativ rezistivitatea într-un H nul, a unei probe

demagnetizate întîmplător [2]. Comparînd ec.1 şi 2 rezultă următoarea relaţie :

$$\Delta\rho(\theta)/\rho = (\rho_{\parallel} - \rho(\theta))/\rho = \frac{\Delta\rho}{\rho}\sin^2\theta \qquad /3/$$

La H mai mici decît cele de saturare se măsoară $\rho_{\parallel}(H)$ şi $\rho_{\perp}(H)$ şi variaţia lor cu cîmpul se exprimă prin :

$$[\rho_{\parallel}(H) - \rho(0)]/\rho = (\Delta\rho/\rho)_{\parallel} \quad \text{şi} \quad [\rho_{\perp}(H) - \rho(0)]/\rho = (\Delta\rho/\rho)_{\perp} \qquad /4/$$

Preprietăţile magnetice ale straturilor de Ni Fe au fost măsurate cu metode convenţionale descrise în alte lucrări, de ex. în [7].

3. PREZENTAREA SI DISCUTAREA REZULTATELOR

Măsurăterile de caracterizare magnetică au arătat că probele de NiFe sînt anizotrope, avînd axa uşoară pe direcţia lungimii stratului care corespunde direcţiei cîmpului magnetic din timpul depunerii.

Valoarea coeficientului MR $\Delta\rho$ cuprinsă între $(3-5)\times10^{-7}\ \Omega\text{cm}$ comparabilă cu datele din literatură [3] [5] nu depinde de grosimea şi rezistivitatea probelor de NiFe, (probele noastre cu $t<50$ nm au ρ independentă de grosime). In schimb, raportul MR depinde de ρ după cum se vede din Fig.1. Se poate observa că valorile $\Delta\rho/\rho$ = (1-2)% sînt deasemeni comparabile cu datele din literatură. In Fig2 este prezentată variaţia tipică a rezistivităţii cu unghiul θ în cazul în care proba a fost saturată cu un cîmp magnetic de 120 Oe (7600A/m). Se observă că ec.3 este satisfăcută şi deasemeni că efectul MR nu sezizează retirea magnetizării în sensuri diferite.

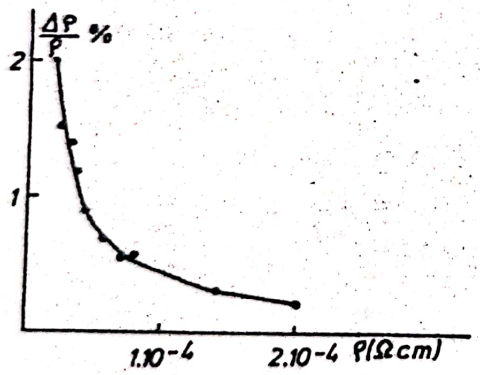


Fig.1 Dependenţa raportului MR $\Delta\rho/\rho$ de ρ la straturile de NiFe

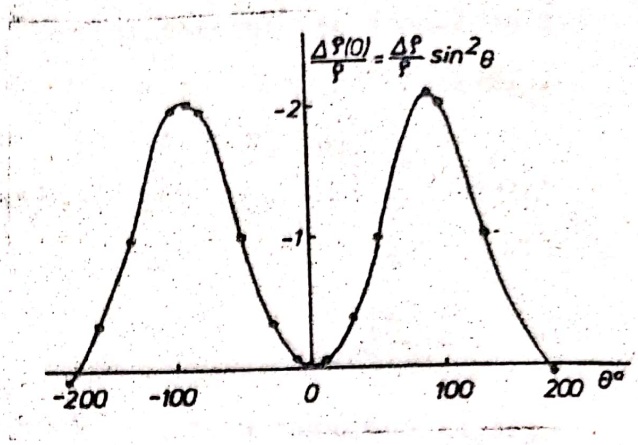


Fig.2 Variaţia la saturare a rezistivităţii cu unghiul θ

Variaţia tipică a rezistivităţii cu mărimea cîmpului aplicat atît paralel $H_{\parallel}$ cît şi perpendicular $H_{\perp}$ pe lungimea stratului este prezentată în Fig.3 . Lungimea stratului este paralelă cu direcţia cîmpului magnetic din timpul depunerii. In primul caz ς creşte cu mărimea lui $H_{\parallel}$ iar în al doilea caz ς scade cu mărimea $H_{\perp}$. Dependenţa ς de H urmăreşte magnetizarea stratului. Dependenţa $\varsigma(H_{\parallel})$ este similară curbei de magnetizare pe axa uşoară a stratului. Un $H_{\parallel}$ mic de 4 Oe fiind suficient pentru a magnetiza proba la saturare. Dependenţa $\varsigma(H_{\perp})$ corespunde magnetizării pe axa dificilă. Un cîmp $H_{\perp} = H_k + H_d$ unde H_k - cîmpul de anizotropie iar H_d - cîmpul de demagnetizare, roteşte magnetizarea stratului din direcţia axei uşoare (lungimea stratului) aproape de saturare după axa dificilă. In cazul de faţă H_k = 10 Oe iar $H_d = (t/w)M_s$ = 16 Oe unde M_s este magnetizarea la saturare, $M_s = 1{,}6\ 10^6$ A/m. $H_{\perp}$ de saturare astfel calculat corespunde destul de bine cu rezultatul din Fig.3. (26 Oe - 2000 A/m). Deci un cîmp de demagnetizare mare determină saturarea probei

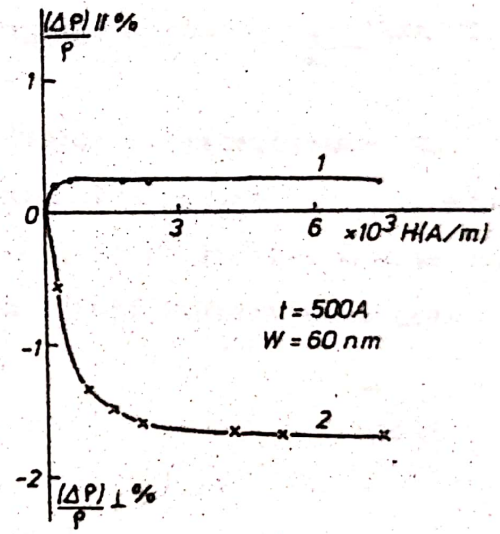


Fig.3 Dependenţa rezistivităţii de mărimea cîmpului magnetic
1- $H_{\parallel}$ 2- $H_{\perp}$

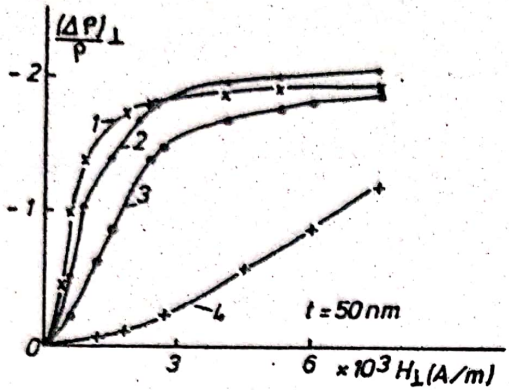


Fig.4 Dependenţa rezistivităţii de mărimea $H_\perp$. 1- w= 80 μm, 2- w= 60 μm, 3- w= 40 μm, 4- w= 10 μm.

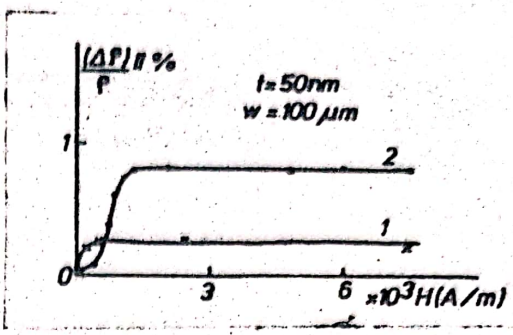


Fig.5 Variaţia ρ cu mărimea lui $H_\parallel$ 1-lungimea stratului în direcţia axei uşoare, 2- lungimea stratului perpendiculară pe axa uşoară.

la valori mai mari ale lui $H_\perp$. Aceasta se observă în Fig.4 unde se prezintă dependenţa $\rho(H_\perp)$ pentru patru probe de aceeaşi grosime t = 50 nm, dar de lăţimi w variabile. Proba cu w = 10μm pînă la $H_\perp$ = 120 Oe nu s-a saturat.

Anizotropia indusă în timpul depunerii straturilor de NiFe este confirmată şi de măsurătorile MR. In Fig.5 este prezentată dependenţa $\rho(H_\parallel)$ obţinută pe două probe de aceleaşi dimensiuni dar cu lungimea paralelă cu direcţia H de depunere- curba 1 şi respectiv perpendiculară pe ea-curba 2. In primul caz dependenţa $\rho(H_\parallel)$ este similară magnetizării uşoare iar în al doilea caz celei dificile. Deci în timpul depunerii se induce o axă uşoară în strat paralelă cu direcţia cîmpului magnetic de aliniere.

CONCLUZII

Stratele de NiFe obţinute prin evaporare în vid, în cîmp magnetic, sînt anizotrope cu axa uşoară pe direcţia cîmpului. Efectul magnetorezistiv urmăreşte magnetizarea probei în cîmpul magnetic extern. Valorile raportului MR $\Delta\rho/\rho$ cuprinse între 1 şi 2 % sînt

premiţăteare pentru utilizarea straţelor de NiFe la realizarea dispezitiveler magneterezistive pentru lectură.

Mulţumiri

Autorii deresc să aducă mulţumiri(ălui Dr. A. Devenyi pentru sprijinul acordat pe tot parcursul acestei lucrări.

BIBLIOGRAFIE

1. D.A.THOMPSON, L.T.ROMANKIW and A.F.MAYADAS, IEEE Trans. Magn. 11(1975) 1039

2. T.R.Mc.GUIRE and R.I.POTTER, IEEE Trans.Magn. 11(1975) 1018

3. E.N.MITCHELL, J.Appl.Phys. 35 (1964) 2605

4. A.F.MAYADAS, J.F.JANAK, and A.GAUGULEE, J.Appl.Phys.45(1974 vol.6.

5. A.J.COLLINS and I.L.SANDERS, Thin Solid Films 48(1978) 247

6. V.B.CHAPMAN and A.J.COLLINS, Thin Solid Films 89 (1982) 243

7. P.CIUREANU, G.KORONY,C.PAPUSOI, M.IAKOBESCU acest volum

ASUPRA PROPRIETATILOR MAGNETICE ALE UNOR SISTEME DE STRATURI MULTIPLE DIN Ni SI ALIAJE DE Ni OBTINUTE ELECTROLITIC

A. MINDRECI[x] şi V. TUTOVAN[xx]

S-a studiat comportarea magnetică a unor sisteme de straturi multiple constituite fiecare dintr-un strat de Ni peste care s-a suprapus un strat din aliaj de Ni cu Fe sau Co. Eşantioanele s-au obţinut electrolitic, printr-un procedeu care elimină alterarea suprafeţei de contact între cele două straturi. Unele rezultate permit aprecierea grosimii critice pentru pătura feromagnetic moale.

1. Introducere

Sistemele studiate de noi fac parte din categoria celor constituite din două pături feromagnetice suprapuse în contact molecular, cărora le este caracteristic cuplajul de schimb direct. Asemenea sisteme obţinute pe cale electrolitică au fost studiate [1,2]. Procedeul folosit pentru obţinerea straturilor multiple impunea scoaterea suportului dintr-o baie şi introducerea lui în altă baie; această operaţie duce la existenţa unei discontinuităţi între cele două straturi feromagnetice care este greu de controlat şi care micşorează gradul de reproductibilitate a probelor cu proprietăţi dorite. De aceea ne-am propus să studiem comportamea magnetică a unor sisteme constituite din straturi de Ni şi din aliaje de Ni, asupra cărora nu s-a insistat prea mult pînă în prezent, utilizînd un procedeu de depunere care să elimine inconvenientul menţionat mai înainte.

Aceste sisteme constau fiecare dintr-un strat de Ni de di-

---

x Lector dr. Facultatea de Fizică a Universităţii "Al.I.Cuza" Iaşi
xx Profesor dr. Facultatea de Fizică a Universităţii "Al.I.Cuza" Iaşi

verse grosimi peste care s-a suprapus un strat din aliaj de Ni-Fe sau Ni-Co. S-a ales ca grosimea, d, a sistemului (de 3600-4000 Å) să rămînă constantă şi să se studieze variaţia caracteristicilor magnetice ale acestuia cu raportul grosimilor d_{Ni-Fe} (sau d_{Ni-Co})/d_{Ni} ale straturilor componente, cu compoziţia stratului din aliaj şi cu anizotropia indusă în stratul din aliaj prin aplicarea unui cîmp magnetic în timpul electrodepunerii lui.

2. Procedeele de obţinere şi de măsurare folosite

Straturile multiple s-au obţinut printr-un procedeu brevetat de autori [3] Acesta constă în a depune Ni dintr-o anumită soluţie (A); la un moment dat al operaţiei de depunere,- fixat în funcţie de grosimea aleasă pentru stratul de Ni-, se adaugă o altă soluţie (B) astfel încît soluţia A+B permite obţinerea stratului din Ni-Fe sau Ni-Co de compoziţie dorită.

Straturile din aliaje de Ni-Fe şi Ni-Co au fost depuse din băi de tip Wolf [4], reţelele soluţiilor A şi B fiind concepute de noi.

Depunerile au avut loc la temperatura camerei pe suport plan de cupru electrolitic, avînd diametrul de 2.10^{-2} m şi grosimea de $0,5.10^{-3}$ m; suprafaţa medie a păturilor a fost de $3.10^{-4} m^2$.

Păturile de Ni şi Ni-Fe au fost depuse sub o densitate de curent de 40 A/m^2 la un pH = 4,5, iar cele din Ni şi Ni-Co au fost depuse tot din băi de sulfat-sulfat sub o densitate de curent de 50 A/m^2 la un pH = 5.

Vitezele de depunere a sistemelor de Ni şi Ni-Fe au fost de 90 µm/minut, iar a celor de Ni şi Ni-Co de 100 µm/minut, fiind determinate cu o eroare de circa 10 %.

Caracteristicile magnetice ale sistemelor studiate,- care depind de condiţiile depunerii -, au fost măsurate cu o instalaţie de tip Howling, în cîmpuri magnetice cu frecvenţa de 50 Hz şi intensităţi maxime efective de 8.10^4 A/m; în unele cazuri s-a fo-

losit şi un magnetometru cu torsiune cu constanta de 5.10^{-2} dyn.cm/mm.

3. Rezultate şi discuţii

In toate cazurile s-au măsurat inducţia magnetică la cîmpul maxim aplicat, J_m, inducţia remanentă J_r, rectangularitatea ciclului de histerezis şi cîmpul coercitiv H_c. In cele ce urmează vom insista asupra lui H_c, care este unul din parametrii ce dă indicaţii indispensabile asupra posibilităţilor de aplicare în practică a unui sistem de straturi feromagnetice multiple.

Curbele din figura 1 arată cum variază cîmpul coercitiv al sistemului de straturi suprapuse din Ni şi Ni-Fe avînd grosimea constantă d = 3600 Å cu raportul d_{Ni-Fe}/d_{Ni}, cînd grosimea stratului de Ni-Fe creşte iar a celui de Ni scade.

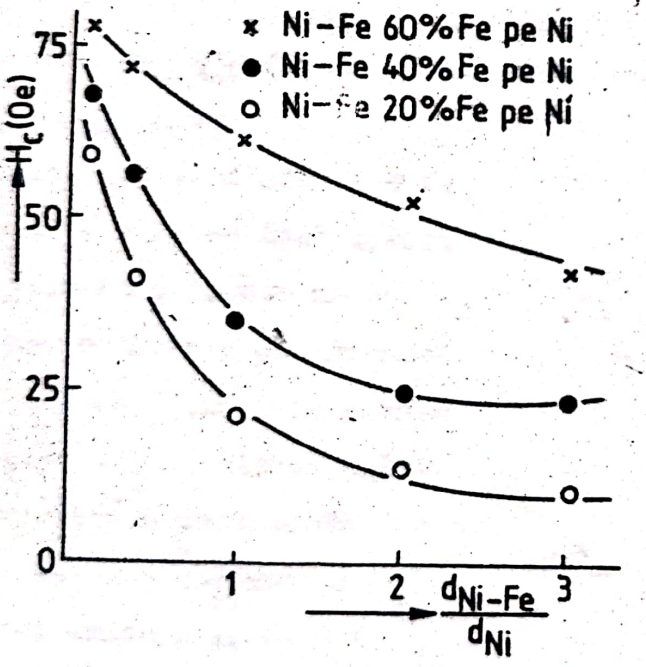


Fig.1 - Dependenţa lui H_c de raportul d_{Ni-Fe}/d_{Ni} a unor sisteme de Ni-Fe, 20 % Fe 40 % Fe sau 60 % Fe depuse pe Ni cu grosimea totală d = 3600 Å

Rectangularitatea ciclului de histerezis (J_r/J_m) este cuprinsă în toate cazurile între 0,9 - 0,95.

Se constată totodată, din datele obţinute că un sistem de straturi suprapuse cu grosimea totală d = 3600 Å, are valorile lui H_c cuprinse între cele ale straturilor componente avînd aceeaşi grosime.

Ciclurile de histerezis normale şi de rectangularitate ridicată ca şi comportarea privind valoarea lui H_c faţă de cele ale straturilor componente, indică existenţa unui cuplaj slab între cele

două straturi feromagnetice componente.

Astfel reiese că cuplarea păturilor componente, în aceste cazuri într-un sistem multistrat, dă posibilitatea obţinerii controlate a unor sisteme cu coercitivităţi şi rectangularităţi dorite.

Se mai observă că, cu creşterea conţinutului în fier a stratului din aliaj, valoarea lui H_c se abate tot mai mult de la media ponderată rezultată din valorile lui H_{cNi} şi H_{cNi-Fe}.

Dacă se menţine constantă grosimea sistemului, ca şi raportul d_{Ni-Fe}/d_{Ni}, dar se variază concentraţia aliajului în Fe, H_c suferă modificări importante. Curbele din figura 3 se referă la un sistem cu d=3600 Å (raportul grosimilor păturilor componente fiind indicat pe figură), în cazurile a trei rapoarte d_{Ni-Fe}/d_{Ni} diferite.

Sistemul de straturi multiple din Ni-Fe 60 % Fe pe care se depune un strat de Ni-Fe 10 % Fe prezintă particularităţi faţă de cele de care ne-am ocupat pînă acum. Domeniul de grosimi d rămînînd acelaşi, H_c nu mai rămîne cuprins între valorile cîmpurilor coercitive ale straturilor componente avînd aceeaşi grosime. Totodată ciclul de histerezis al sistemului care are $d_{NiFe(10\%Fe)}$ = 2700 Å $d_{NiFe(60\%Fe)}$ = 900 Å şi d = 3600 Å prezintă o treaptă de discontinuitate. Ambe-

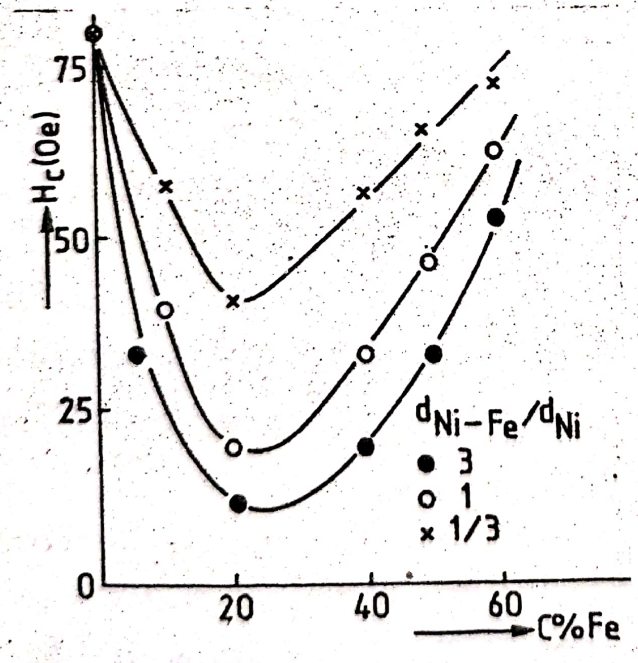


Fig.2- Dependenţa cîmpului coercitiv de concentraţia în Fe a aliajului de Ni-Fe depus pe Ni

le particularităţi prezentate de acest sistem sînt caracteristice straturilor suprapuse între componentele căruia se manifestă interacţiuni de schimb intense.

Apreciind că în acest caz grosimea critică este de 2700Å, se poate calcula constanta de schimb a stratului de NiFe (10%Fe) după formula dedusă de Goto şi colaboratori [1]

$$t_c = \pi \left(\frac{A}{M(H_{c2}-H_{c1})}\right)^{1/2}$$

în care H_{c1}, A şi M sînt cîmpul coercitiv, constanta de schimb şi magnetizaţia stratului feromagnetic moale, iar H_{c2} este cîmpul coercitiv al stratului magnetic dur. Cu datele pe care le-am obţinut,- H_{c2} = 48 Oe, H_{c1} = 40 Oe, magnetizaţia stratului de NiFe 10% Fe M=600 Gs-, rezultă pentru constanta de schimb:

$$A = 3{,}5.10^{-7} \text{ erg/cm}.$$

Această valoare, afectată de o eroare de circa 50% este în acord cu cea găsită de alţi autori [5].

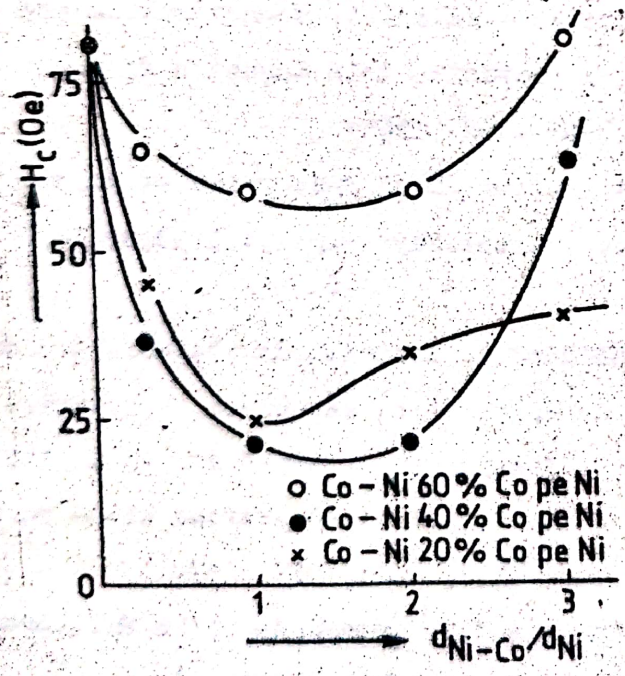


Fig.3 - Dependenţa cîmpului coercitiv la straturi multiple de NiCo depuse pe Ni de d_{Ni-Co}/d_{Ni}

In ceea ce priveşte comportarea sistemelor din straturi multiple de Ni pe care s-au suprapus straturi din aliaje de NiCo-, magnetic mai dure decît nichelul-, acestea manifestă un cuplaj de schimb mai pronunţat după cum arată curbele din fig.3 .

Este de remarcat faptul că sistemul Ni, Ni-Co (60%Co) prezintă o rectangularitate remarcabilă (0,95) a ciclului de magnetizare.

După cum se apreciază în literatura de specialitate [5] poate exista cuplaj de schimb direct şi în cazul a două straturi suprapuse de anizotropii diferite. Astfel,dacă se depun două straturi de NiFe (20%Fe),egale ca grosime (de 1800 Å),unul peste celălalt,dar în timpul depunerii fiecăruia se aplică cîmpuri magnetice de sensuri opuse avînd intensitatea de 800 Oe,se obţine un sistem de straturi multiple avînd un H_c=78 Oe,în timp ce un strat de NiFe(20%Fe) cu grosimea de 3600 Å are un cîmp coercitiv de 12 Oe. Cînd cîmpurile magnetice aplicate în timpul depunerii celor două straturi sînt perpendiculare,rezultă un sistem cu H_c=65 Oe.

In concluzie,toate sistemele de straturi studiate permit obţinerea de materiale cu o gamă largă de proprietăţi mahnetice diferite,însă numai sistemele din NiFe(60%Fe) şi NiFe(10%Fe) se pot încadra cu comportările lor magnetice în teoria lui Goto [1] referitoare la cuplajul de schimb direct între două pături feromagnetice.

BIBLIOGRAFIE

1. E.GOTO, N.HAYASHI, T.MIYASHITA, K.NAKAGAWA, Magnetization and Switching Characteristics of Composite Thin Magnet c Films, J.Appl.Phys.vol.36,nr.9 p.2951-2958 (1965)
2. A.KOLK, L.DOUGLAS, G.SCHRADER, Switching Properties of Multilayer Thin Films Structures, J.Appl.Phys.Supl.,vol.33,nr.3, p.1061-1068 (1962)
3. V.TUTOVAN, A.MINDRECI, V.GEORGESCU, Procedeu de obţinere a unor straturi metalice subţiri de Ni şi Ni-Fe sau Ni-Co cu proprietăţi magnetice,Certificat de Inventator nr.66655 din 15/12/1977
4. V.TUTOVAN; N.VELICAN, Properties of Electrodeposited Ni-Co Thin films, Thin Solid Films,vol.7, p.219-227 (1971)
5. A.YELON, Physics of Thin Films,vol.6, Interactions in Multilayer Magnetic Films, Acad.Press New York,p.205-300 (1971)

Scanned with OKEN Scanner

CALCULUL CIRCUITULUI MAGNETIC CU STRUCTURA DE [illegible]

GHEORGHE KORONY[x], PETRU CIUREANU [xx]

A method of optimization of a single-turn thin film magnetic head geometry is developed on the basis of an optimal recording criterium and as a result of a computer analysis of the efficiency.

Introducere

Capetele magnetice integrate pentru scrierea / lectura informaţiei pe/de pe un mediu de înregistrare magnetic sînt realizate în structură de straturi subţiri feromagnetice(piesele polare), dielectrice(izolaţia dintre bobina plată şi piesele polare) şi conductoare (bobina plată) - fig. 1.

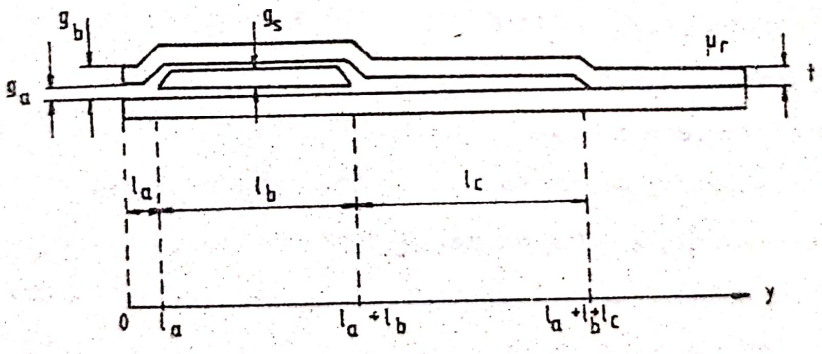


Fig. 1

---

[x] ing. Gh.Korony este inginer tehnolog principal la Institutul de Fizica şi Tehnologia Materialelor Bucureşti

[xx] dr.ing.P.Ciureanu este cercetător ştiinţific principal la Centrul de Cercetări pentru Tehnica de Calcul-Bucureşti

Curentul de scriere care parcurge înfăşurarea spiralată generează un cîmp magnetic în întrefier, cîmpul de dispersie al întrefierului magnetizînd pe porţiuni mediul de înregistrare. La lectură, o fracţiune din fluxul magnetic generat de mediul de înregistrare care pătrunde în întrefier, înconjură spirele bobinei, inducînd în înfăşurare un nivel de tensiune proporţional cu variaţia sa în timp. Eficienţa medie a secţiunii longitudinale se defineşte ca raportul dintre tensiunea magnetică generată în întrefier şi solenaţia la scriere, sau ca raportul dintre amplitudinea tensiunii la lectură şi variaţia în timp a fluxului generat de mediu [1] . Eficienţa se evaluează cu un model unidimensional cu circuit magnetic distribuit [2] , şi este funcţie de parametrii geometrici şi magnetici ai secţiunii longitudinale. Utilizînd un model generalizat de circuit magnetic distribuit, care se aplică unei configuraţii reale de cap magnetic integrat, cu trei regiuni în secţiune longitudinală [3] , se obţine expresia eficienţei în funcţie de nouă variabile independente. In urma analizei pe calculator a acestei mărimi a rezultat [4], pentru operaţia de scriere, se poate utiliza o înfăşurare formată dintr-o singură spiră, cu lăţimea egală cu lungimea zonei mediane a capului integrat [4] . Se obţin astfel simplificări tehnologice importante, dar valoarea curentului de scriere trebuie astfel aleasă încît circuitul magnetic al capului să lucreze în regim liniar. Determinînd cîmpul optim în întrefier cu ajutorul unui criteriu general de înregistrare optimală [5] şi efectuînd analiza pe calculator a eficienţei unor configuraţii monospiră, se determină valoarea optimă a lungimii regiunii mediane ℓ_{4_o} , pentru care mediul este magnetizat la saturaţie, iar piesele polare lucrează în regim liniar.

1. Analiza eficienței

Eficiența configurației este funcție de parametrii geometrici și magnetici ai secțiunii longitudinale a dispozitivului, considerați variabile independente, și are o variație monotonă în funcție de fiecare variabilă în parte. Eficiența se calculează cu modelul generalizat de circuit magnetic distribuit, avînd în cazul unui cap integrat monospiră cu trei regiuni în secțiune longitudinală, următoarea expresie [3] :

$$\varepsilon = \frac{sh\frac{\ell_b}{2\lambda_b}}{\frac{\ell_b}{2\lambda_b}} \cdot \frac{ch\frac{\ell_c}{\lambda_a} ch\frac{\ell_b}{2\lambda_b} + \frac{g_a\lambda_b}{g_b\lambda_a} sh\frac{\ell_c}{\lambda_a} sh\frac{\ell_b}{2\lambda_b}}{\left(ch\frac{\ell_c}{\lambda_a} + \frac{g_a\lambda_b}{g_b\lambda_a} sh\frac{\ell_c}{\lambda_a}\right)\left(ch\frac{\ell_a}{\lambda_a} ch\frac{\ell_b}{\lambda_b} + \frac{g_b\lambda_a}{g_a\lambda_b} sh\frac{\ell_a}{\lambda_a} sh\frac{\ell_b}{\lambda_b}\right)} \qquad (1)$$

unde:

$$\lambda_a = \sqrt{\frac{\mu_r t g_a}{2}} \quad ; \quad \lambda_b = \sqrt{\frac{\mu_r t g_b}{2}} \qquad (2)$$

Parametrii geometrici ai secțiunii longitudinale sînt definiți în fig.1, iar μ_r reprezintă permeabilitatea magnetică relativă a straturilor subțiri feromagnetice. Se analizează pe calculator variația eficienței configurației monospiră în funcție de lungimile regiunii mediane(ℓ_b) și a celei posterioare (ℓ_c),avînd ca parametri grosimea zonei mediane (g_b) și lungimea regiunii întrefierului (ℓ_a). In program se introduc trei seturi de valori numerice,dictate de performanțele canalului de înregistrare (g_a= 2 μm; t= 5 μm), de precizia alinierii măștilor de fotogravură ($\ell_c = 1{,}5\ell_b$), sau de caracteristicile straturilor subțiri Ni80Fe20 depuse prin evaporare în vid pe substrat de sticlă(μ_r=2400;3000; 5000). Se obțin pentru un dispozitiv de înregistrare cu g_b=6 μm și ℓ_a =10-40 μm variațiile de eficiență din fig. 2-4. Se observă că valorile de eficiență sînt mai scăzute în cazul cel mai defavorabil (μ_r= 2400).

Scanned with OKEN Scanner

Valorile de permeabilitate magnetică relativă luate în calcul au fost determinate prin ridicarea cu ferotesterul a curbelor de magnetizare ale straturilor subţiri feromagnetice. Fiesele polare fiind comandate după axa de magnetizare dificilă, s-au obţinut curbe de magnetizare liniare în domeniul $(-H_k, H_k)$ şi anhisteretice. Pentru cele trei valori de permeabilitate relativă s-au determinat următoarele valori de cîmp magnetic de anizotropie: 300;250;200 A/m.

2. Determinarea cîmpului optim în întrefier

Cîmpul optim din întrefier reprezintă valoarea acestui cîmp în originea întrefierului (y=o), necesară pentru magnetizarea la saturaţie a mediului de înregistrare. Considerînd un mediu de înregistrare standard γFe_2O_3, adîncimea medie de pătrundere a cîmpului de dispersie al întrefierului în mediu este de 1,05 μm [6], iar valoarea medie a cîmpului coercitiv al mediului este de 28.10^3 A/m [7]. Lucrînd cu valori acoperitoare, se alege o adîncime de pătrundere d=2μm şi un cîmp coercitiv de 30.10^3 A/m. Mediul se consideră saturat atunci cînd dispozitivul de înregistrare generează într-un punct x=o, y= 2 μm din mediu un cîmp de dispersie cel puţin egal cu cîmpul coercitiv. Avînd în vedere criteriul general de înregistrare optimală [5], se poate scrie expresia intensităţii optime a cîmpului magnetic din întrefierul capului integrat:

$$H_{ac} = \frac{H_c}{\frac{\operatorname{arctg}\frac{g_a}{2d}}{\frac{\pi}{2}} - \frac{g_a}{2\pi d} + g_a \frac{t+\frac{g_a}{2}}{2d^2} \cdot \frac{\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\frac{t+g_a/2}{d}}{\pi}} \qquad (3)$$

Lungimea g_a a întrefierului este dictată de densitatea de înregistrare a canalului, şi se alege g_a=2μm pentru densităţi de înregistrare uzuale. Grosimea t a pieselor polare se alege din considerente de lăţime a impulsului de cîmp magnetic de dispersie,rezultînd t=5 μm. Introducînd aceste valori numerice în ec.3, rezultă o valoare a cîmpului optim în întrefier H_{a_o}=100.10^{3}A/m. Solenaţia minimă necesară pentru magnetizarea la saturaţie a mediului este $H_{a_o} \cdot g_a$ = 0,2 A.

3. Determinarea curentului optim de înregistrare

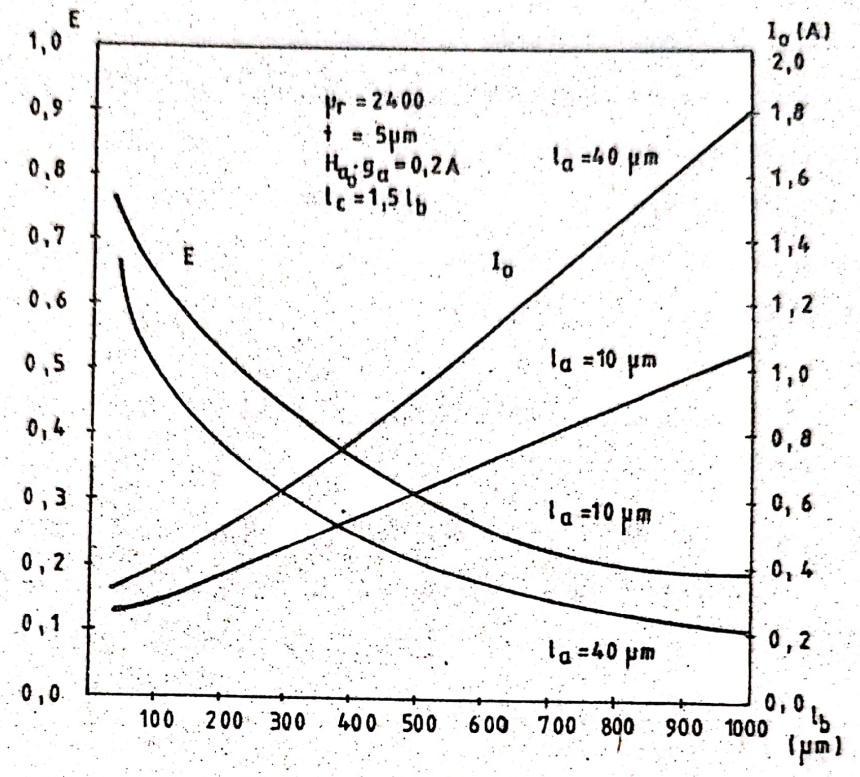
Curentul optim de înregistrare reprezintă valoarea curentului de scriere necesar pentru generarea cîmpului magnetic optim în întrefier. Intensitatea curentului optim de înregistrare se determină din relaţia de definiţie a eficienţei la scriere:

$$I_o = \frac{H_{ao} \cdot g_a}{E} \qquad (4)$$

Utilizînd variaţiile E (ℓ_b) determinate la analiza eficienţei, se reprezintă grafic variaţia curentului optim în funcţie de lungimea zonei mediane, pentru cele trei valori de permeabilitate magnetică considerate şi pentru ℓ_a=10 şi,respectiv,40 μm (fig.2-4). Se constată că valorile de curent optim necear sînt cu atît mai scăzute, cu cît permeabilitatea relativă a pieselor polare este mai ridicată.Solenaţia minimă necesară este în toate cazurile 0,2A, valoare la care tind în origine curbele $I_o(\ell_b)$.

Considerînd un model ideal simplificat al capetelor magnetice inelare [8] ,cîmpul de dispersie într-un punct x=o, y=d este egal cu cîmpul magnetic creat în acest punct de un conductor filiform, plasat în originea întrefierului şi parcurs de curentul minim de scriere:

$$H_x(o,d) = \frac{I_{o\ min}}{d\pi} = H_c \qquad (5)$$


E
I_o (A)
$\mu_r = 2400$
$t = 5\mu m$
$H_a; g_a = 0,2A$
$l_c = 1,5\, l_b$
$l_a = 40\ \mu m$
$l_a = 10\ \mu m$
$l_a = 10\ \mu m$
$l_a = 40\ \mu m$
E
I_o
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0,0
2,0
1,8
1,6
1,4
1,2
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0,0
100 200 300 400 500 600 700 800 900 1000
l_b (µm)

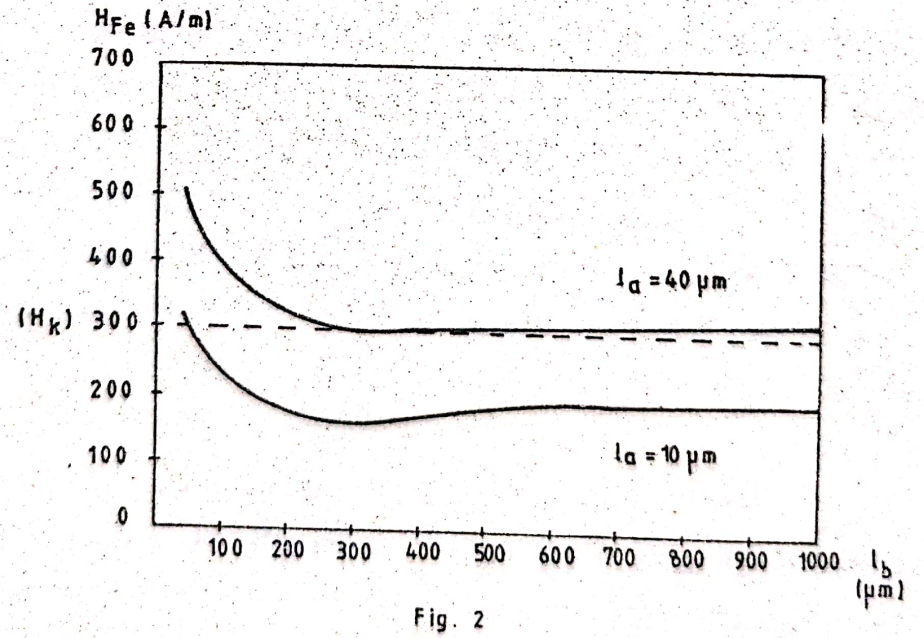
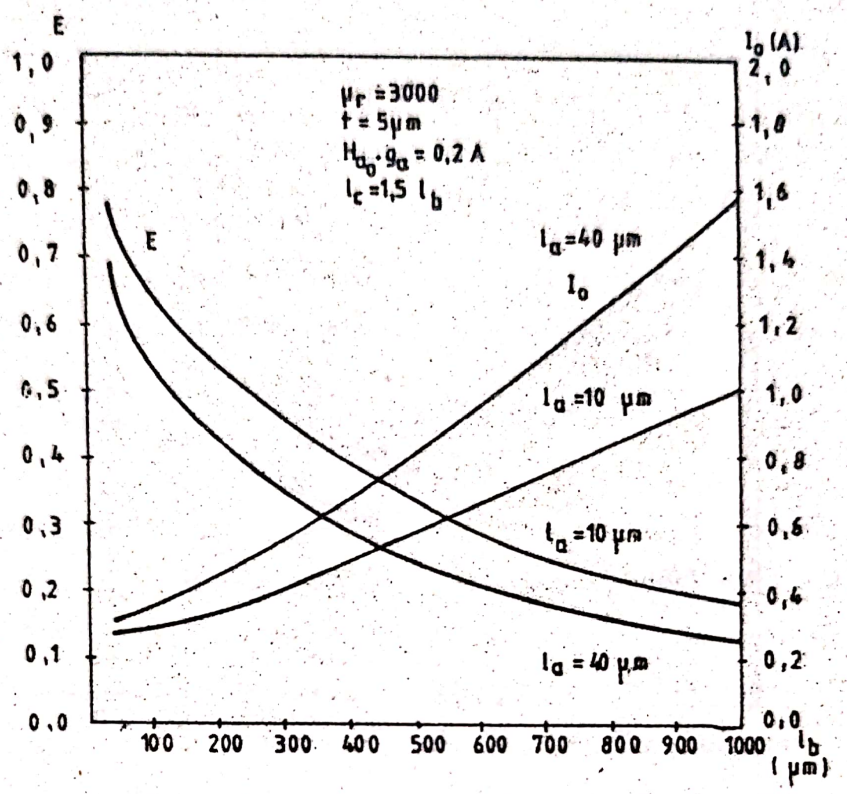

H_{Fe} (A/m)
700
600
500
400
300
200
100
0
(H_k)
$l_a = 40\ \mu m$
$l_a = 10\ \mu m$
100 200 300 400 500 600 700 800 900 1000
l_b (µm)

Fig. 2


E
I_o (A)
μ_r = 3000
t = 5 µm
$H_{a_0} \cdot g_a$ = 0,2 A
I_c = 1,5 I_b
E
I_o
l_a = 40 µm
l_a = 10 µm
l_a = 10 µm
l_a = 40 µm
l_b (µm)

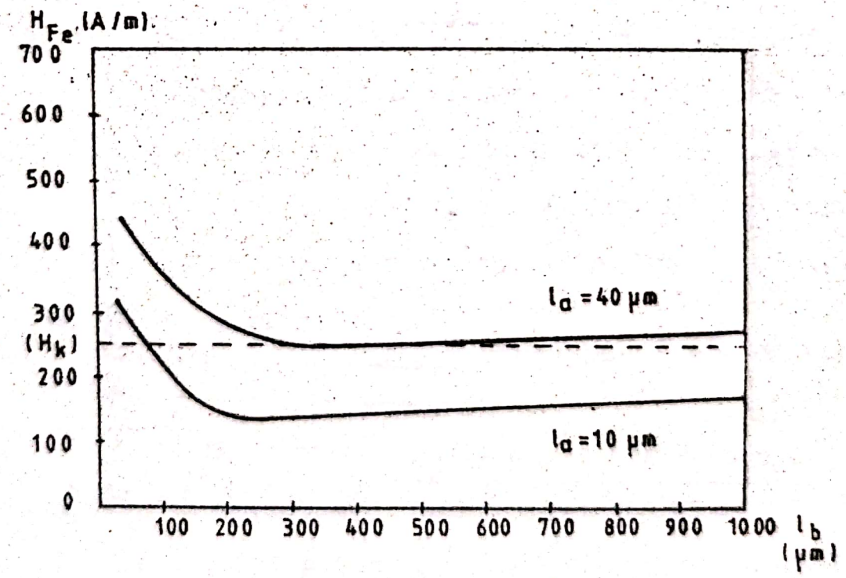
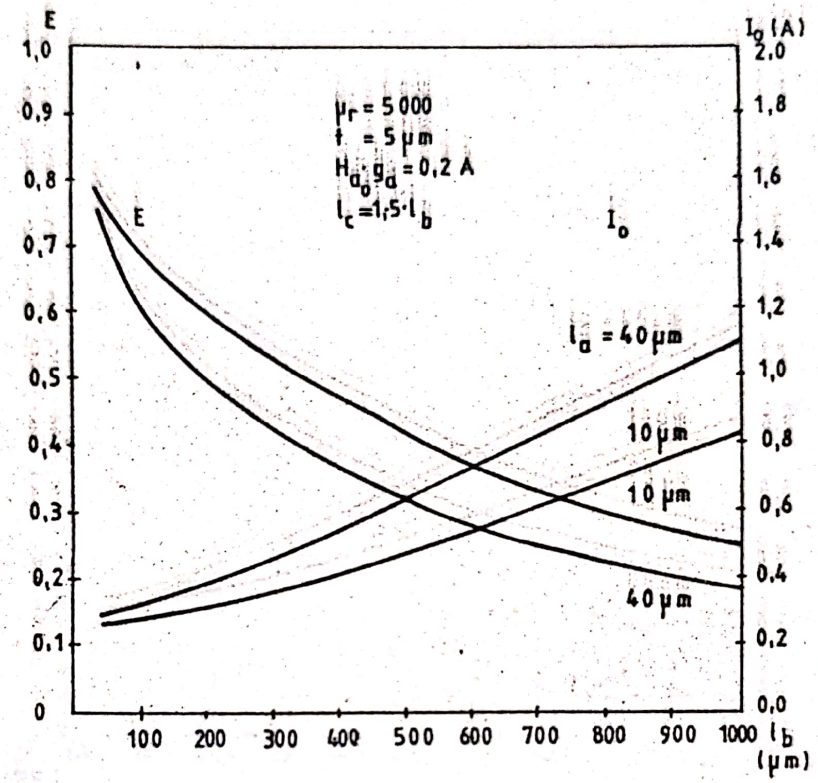

H_{Fe} (A/m)
(H_k)
l_a = 40 µm
l_a = 10 µm
l_b (µm)

Fig. 3


E
I_o (A)
μ_r = 5000
t = 5 µm
$H_{a_o} g_a$ = 0,2 A
l_c = 1,5·l_b
E
I_o
l_a = 40 µm
10 µm
10 µm
40 µm
l_b (µm)

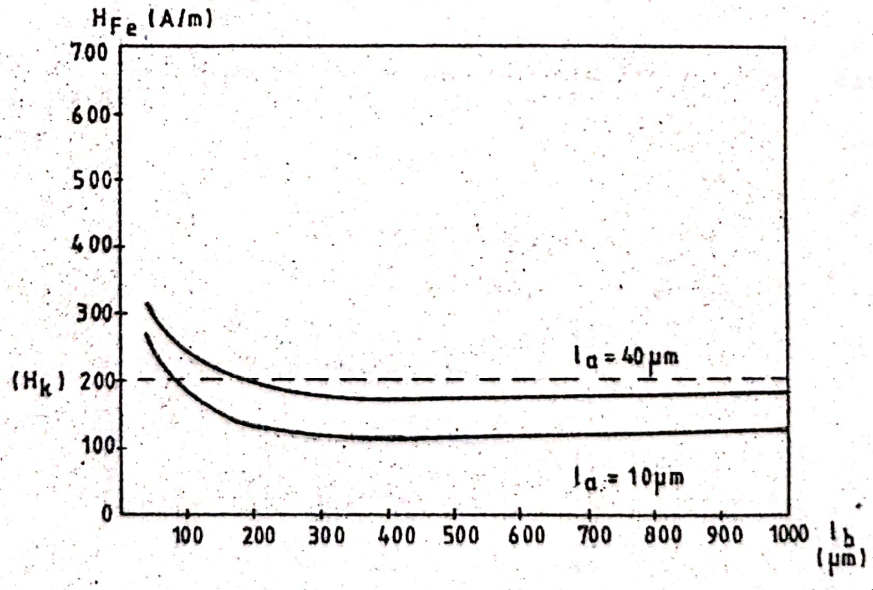

H_{Fe} (A/m)
(H_k)
l_a = 40 µm
l_a = 10 µm
l_b (µm)

Fig. 4

Pentru un cîmp de dispersie egal cu cîmpul coercitiv al mediului de înregistrare, solenaţia minimă necesară este $I_{o_{min}}$ = 0,188A, valoare în bună concordanţă cu cea determinată de noi.

4. Calculul cîmpului magnetic în piesele polare

Intensitatea cîmpului magnetic, produs în piesele polare ale capului integrat de solenaţia spirei de scriere, se determină aplicînd secţiunii longitudinale a dispozitivului legea circuitului magnetic :

$$H_{Fe} = \frac{I_o - H_{a_o} \cdot g_a}{\ell_b + \ell_c} \qquad (6)$$

In relaţia 6 se neglijează lungimea regiunii întrefierului, ca şi grosimea zonei de contract posterior a pieselor polare. Introducînd în ec.6 valorile numerice ale curentului optim determinate în funcţie de lungimea regiunii mediane ℓ_b, şi avînd în vedere relaţia de legătură $\ell_c = 1,5\ell_b$, se determină variaţiile $H_{Fe}(\ell_b)$ în cele trei cazuri considerate(fig.2-4). Se verifică apoi dacă, în domeniul de valori ℓ_b considerat, intensitatea cîmpului în fier nu depăşeşte valoarea cîmpului de anizotropie al stratului feromagnetic. Intr-adevăr, neglijînd cîmpul demagnetizant al stratului, domeniul de liniaritate al circuitului magnetic este determinat de relaţia dintre cîmpul în fier şi cîmpul de anizotropie al piesei polare:

$$H_{Fe} < H_k \qquad (7)$$

In fig.2-4 s-au suprapus peste curbe $H_{Fe}(\ell_b)$ valorile de cîmp de anizotropie determinate experimental. Se constată că valoarea optimă pentru lungimea regiunii mediane ℓ_{b_o}, egală cu lăţimea spirei în cazul dispozitivului monospiră, este de 300 µm pentru μ_r=2400 şi H_k= 300 A/m. Această valoare scade la 200 µm pentru μ_r=3000 şi H_k=250 A/m, în timp ce în cazul cel mai favorabil

(μ_r=5000, H_k=200 A/m), lăţimea optimă a spirei este de 100 μm.

In toate cazurile s-a considerat minimul curbelor $H_{Fe}(\ell_b)$, pentru valori 10μm < ℓ_a < 40μm. Intensităţile de curent optim de înregistrare sînt de 650, 400 şi 290 mA în cele trei cazuri, corespunzînd unor densităţi de curent de 0,54; 0,5 şi, respectiv, $0{,}725.10^9$ A/m^2, pentru o grosime a stratului conductor de 4 μm. Aceste valori sînt mult inferioare densităţii maxim admisibile de $4{,}25.10^9$ A/m^2, stabilite la studiul regimului termic al dispozitivului [5].

5. Concluzii

Condiţia esenţială ale unei înregistrări optimale este magnetizarea la saturaţie a mediului, fără a se produce saturarea pieselor polare ale capului integrat. Această condiţie se îndeplineşte alegînd o valoare optimă ℓ_{b_o} a lăţimii spirei, valoare dictată de performanţele geometrice ale configuraţiei analizate. Este evident că se poate alege orice valoare de lăţime de spiră pentru care cîmpul în fier este inferior cîmpului de anizotropie al piesei polare. Dar, la creşterea lungimii regiunii mediane, eficienţa configuraţiei se micşorează, datorită fluxurilor de pierderi între piesele polare. In acest caz, obţinerea aceleiaşi valori de cîmp optim în întrefier se face cu intensităţi mai mari de curent de înregistrare, apărînd probleme de comutaţie de curenţi mari la amplificatorul de scriere. Creşterea valorilor de curent la lungimi mari de zonă mediană compensează scăderea de eficienţă, iar cîmpul magnetic în fier rămîne inferior cîmpului de anizotropie, dar puterea disipată în spiră creşte proporţional cu lăţimea acesteia. In plus, la dispozitivele cu lungimi mari de zonă mediană, creşte probabilitatea de apariţie de pin-holes între piesele polare şi stratul conductor.

Scanned with OKEN Scanner

Toate aceste aspecte conduc la concluzia alegerii pentru lăţimea spirei unui cap integrat a valorii minime pentru care $H_{Fe} < H_k$.

BIBLIOGRAFIE

1. A. PATON, J.Appl.Phys.,42,13,5868(1971).
2. R.JONES,I.E.E.E. Trans. Magn.,14,5,509(1978).
3. P.CIUREANU,E.E.A.,31,7,300(1983).
4. P.CIUREANU, GH.KORONY, Lucrările celei de a 5-a Conferinţe Internaţionale de Sisteme Automate şi Informaţionale în Industrie,vol.II, 262 (1983).
5. P.CIUREANU, teză de doctorat,I.P.B.(1983).
6. N.BERTRAM, R.NIEDERMAYER,I.E.E.E. Trans.Magn.,14,5, 743 (1978).
7. T.SZCZRCH,E. WOLLACK, I.E.E.E. Trans.Magn.,11,5,670 (1975).
8. A.HOAGLAND "Digital Magnetic Recording",Wiley,N.Y., (1963).

- oOo -

COMPORTAREA MAGNETICA A UNOR ALIAJE DE TIP HEUSLER

I.COSMA* şi P.LUCACI**

O serie de aliaje Heusler de tipul Cu_2MnY, unde Y este Ge,Si, In, Al, Sb, Ga, au fost studiate în domeniul de dezordine magnetică. Variaţia susceptibilirăţii cu temperatura, momentele magnetice efective şi temperaturile Curie arată că interacţiunile magnetice sînt dependente de natura atomilor nemagnetici introduşi în matricea de Cu_2Mn.

Existenţa unor ordonări magnetice în aşa-numitele aliaje Heusler, compuse din metale neferomagnetice, a prezentat şi prezintă un mare interes ştiinţific. Acest interes se reflectă în numeroase studii ce urmăresc punerea în evidenţă de noi compoziţii ordonate magnetic şi elucidarea structurilor şi interacţiunilor care determină existenţa acestor ordonări. Interpretările interacţiunilor ce determină ca o serie de aliaje de tipul X_2MnY să prezinte ordonări magnetice sînt contradictorii. Marile monografii [1] enumeră doar cîteva aliaje de tip Heusler fără a trece în revistă diferitele interpretări şi încadrări a acestora în diferitele modele de ordonare magnetică. In lucrarea recentă a lui A.R.Williams şi colaboratorii [2] se ajunge la concluzia că rolul atomilor X este de a determina parametrii reţelei, iar atomilor Y este de a furniza orbitali p care duc la amplificarea interacţiunilor covalente Mn-Mn, determinînd o reducere a momentului în starea antiferomagnetică şi cauzînd o preferinţă energetică puternică pentru ordonarea feromagnetică.

*Conferenţiar **Asistent - Institutul politehnic Cluj-Napoca

In scopul de a acumula noi date privind aliajele de tip Heusler ne-am propus să studiem comportarea magnetică în faza de dezordine magnetică a unei serii de aliaje de tipul Cu_2MnY, unde Y este Ge, Si, In, Al, Sb şi Ga.

Probele conţinînd componenţii în proporţii cerute au fost obţinute prin topire într-un cuptor în arc de argon. Ele au fost de asemenea supuse unui tratament termic în atmosferă protectoare.

Măsurătorile de temperaturi Curie, într-un cîmp slab (100 Gs), şi de susceptibilităţi magnetice, într-un cîmp intens(6000 Gs), au fost făcute pe o balanţă orizontală de tip Faraday.

Rezultatele măsurătorilor de susceptibilitate pentru primele trei aliaje Cu_2MnY unde Y este (1) Ge, (2) Si şi (3) In, sînt prezentate în figura 1.

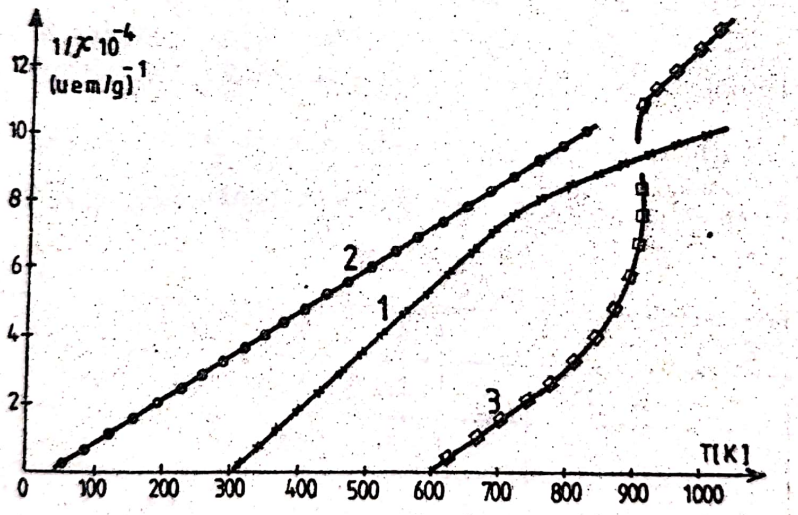


Fig.1. Variaţia termică a susceptibilităţii pentru aliajele: (1)Cu_2MnGe, (2)Cu_2MnSi, (3)Cu_2MnIn.

Tranziţia în domeniul de dezordine şi variaţia cu temperatura a susceptibilităţii reciproce indică o tranziţie fero-paramagnetică cu un punct Curie bine determinat, dar care pentru aliajele cu siliciu este foarte jos ($\sim$ 30 K) fapt explicabil dacă se are în vedere caracterul mai pronunţat nemetalic al siliciului.

Pentru aliajele (4) Cu_2MnAl şi (5) Cu_2MnSb, inversul susceptibilităţii magnetice funcţie de temperatură (fig.2) indică o compor-

tare asemănătoare ferimagneților. Aliajele (6) Cu_2MnGa și (7)Cu_2Mn, (fig.3) nu prezintă fază puternic magnetică iar la temperaturi joase susceptibilitatea constantă indică posibilitatea existenței numai a unei ordonări antiferomagnetice.

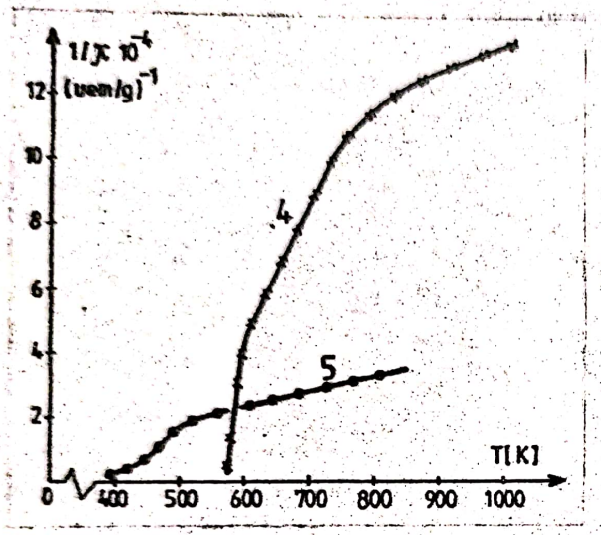


Fig.2. Dependența $1/\chi(T)$ pentru aliajele Cu_2MnAl(4) și Cu_2MnSb(5).

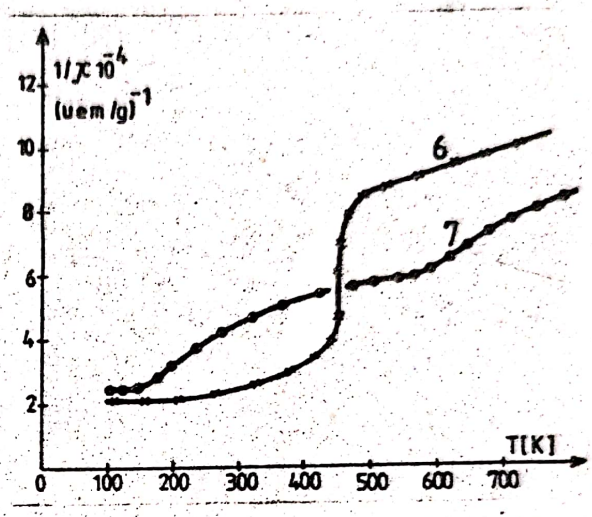


Fig.3.Dependența $1/\chi(T)$ a aliajelor Cu_2MnGa(6) și Cu_2Mn (7).

Temperaturile de tranziție determinate experimental și momentele magnetice efective calculate din constanta Curie sînt date în tabelul 1.

Tabelul 1

Nr.probei	1	2	3	4	5	6	7
Cu_2Mn +	Ge	Si	In	Al	Sb	Ga	-
T_c (K)	298	30	535	564	395	-	-
p_{ef} (μ_B)	1,7	1,85	2,15	0,98	3,03	2,98	2,56

Comportarea în domeniul paramagnetic constatată pentru aliajele studiate confirmă faptul că și în matricile alcătuite din metale neferomagnetice manganul determină ordonări care nu sînt unice [3]. Existența în competiție a interacțiunilor antiferomagnetice specifice manganului cu interacțiunile feromagnetice favorizate de noile condiții din aliajele Heusler, determină o mare varietate de comportări macroscopice în domeniul paramagnetic. Este demn de sem-

nalat că aliajele Cu_2MnY, sînt puternic magnetice dacă Y este un metal normal vecin nemetalelor, adică cu un grad ridicat de covalenţă.

Faptele experimentale constatate în acestă lucrare arată inconsistenţa unei interpretări a comportării aliajelor Heusler printr-un model de bandă rigidă. Rolul atomilor suplimentari în matricea Cu_2Mn fiind acela de catalizatori în stabilirea interacţiunilor feromagnetice între electronii d ai manganului. Medierea pe întreg cristalul a interacţiunilor antiferomagnetice normale şi a celor feromagnetice induse determină o diversitate de comportări magnetice macroscopice.

BIBLIOGRAFIE

1. S.V.VONSOVSKI "Magnetismul" Ed.St.şi Enciclop.Buc.1981(p.738,832).
2. A.R.WILLIAMS, V.L.MORUZZI and C.D.GELLAT and J.KÜBLER "Theory of Invar and Heusler Alloys", J. of Magn.Magn. Mat. 31-44/I, 89-94 (1983).
3. I.COSMA and IULIU POP, Magnetic Properties of Ni-Cu-Mn Alloys, Intern. J.Magnetism, vol.3, 51-53 (1972).

PROPRIETATI MAGNETICE A ALIAJULUI NiPt

I.LITSCHEL*

Aliajul $Ni_{1-x}Pt_x$ a fost studiat în cazul concentraţiilor x=1,2,3,4,5,8,1o,15,2o,25 şi 3o% atomice, urmărindu-se comportarea magnetică la saturaţie în funcţie de temepratură T∈[77,7oo K] şi cîmpul magnetic aplicat. In timp ce temperatura Curie descreşte liniar cu concentraţia, valorile momentelor magnetice atomice scad liniar cu aceasta doar pînă la x < 8% atomice. In vecinătatea imediat a punctului critic, intensitatea spontană de magnetizare satisface legea $\sigma_s = const\ (T_c - T)^f$, exponentul f fiind cuprins în intervalul $o,35 < f < o,52$.

Nichelul şi platina pot fi amestecate în orice proporţie formînd soluţii solide dezordonate avînd o structură cubică cu feţe centrate. Aliajele de NiPt au fost investigate atît experimetal [1],[2],[3],[4],[5],[6],[7],[8]cît şi teoretic[9],[1o],[11]. Am reluat studiul acestor soluţii solide atît în vederea investigării conductibilităţii electrice şi a efectului Hall cît şi datorită faptului că proprietăţile magnetice încă nu sînt pe deplin cunoscute. Astfel de exemplu, dependenţa de temperatură a intensităţii spontane de magnetizare în cazul aliajelor cu concentraţii sub 4o% atomice Pt n-a fost investigată şi nici comportarea acesteia în apropierea temperaturii Curie.

Probele $Ni_{1-x}Pt_x$ (x=1,2,3,4,5,8,1o,15,2o,25 şi 3o% at) au fost preparate prin topire în arc electric în atmosferă de argon, utilizînd metale de înaltă puritate. Pentru eliminarea segregării şi obţinerii unor soluţii solide dezordonate, toate probele au fost tratate termic în vid ($1o^{-5}$ torr) la 1173 K timp

*Lector, Institutul de învăţămînt superior Sibiu.

de 24 h şi apoi răcită lent. Magnetizarea specifică am măsurat-o cu ajutorul unei balanţe de susceptibilităţi cu compensare electro-magnetică avînd o sensibilitate de 10^{-8} uem [12], printr-o metodă relativă faţă de nichelul pur. Din dependenţa de temperatură a intensităţii specifice de magnetizare $\sigma(H,T)$ am determinat izotermele. Extrapolînd la cîmpul magnetic H=o partea liniară corespunzătoare saturaţiei din izotermele $\sigma(H)$ s-a obţinut dependenţa de temperatură a magnetizării spontane specifice $\sigma_s(T)_{H=o}$.

Izotermele $\sigma(H)_{T=const}$ fiind foarte asemănătoare motiv pentru care indicăm în figura 1 izotermele pentru o singură concentraţie x=2o% at. Se observă că starea de saturaţie începe la cîmpuri relativ scăzute, sub 5 kOe.

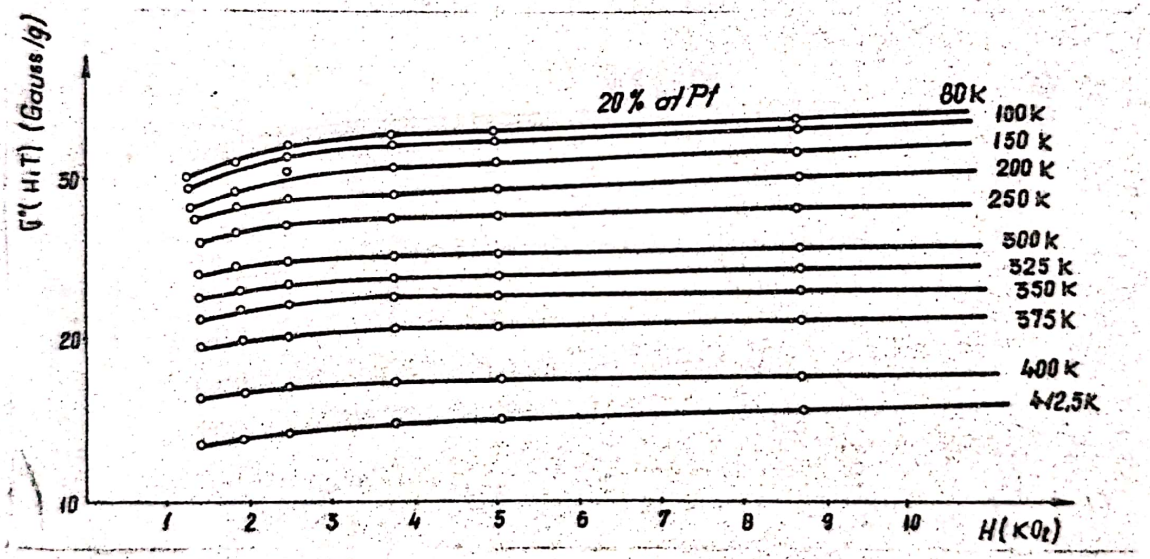


Fig.1. Dependenţa de temperatură a intensităţii specifice de magnetizare pentru diferite temperaturi.

Analiza datelor experimentale a evidenţiat faptul că magnetizarea spontană specifică σ_s satisface în domeniul de temperaturi $T\in(o;o,4\ T_c)$ legea $T^{3/2}$ în timp ce în cazul $T\in(o,4\ T_c;\ 0,7\ T_c)$ rezultatele experimentale sînt concordante cu legea T^2 [13]. Aceasta demonstrează că valorile $\Delta\sigma(T) = \sigma(o) - \sigma(T)$ se datoresc excitării undei de spin dacă

$T \leq 0,4\ T_c$, respectiv excitaţiilor uniparticulă dacă $T \in (0,4\ T_c; 0,7\ T_c)$. In apropierea temperaturii critice, curbele experimentale $\sigma_s = \sigma_s(T)$ sînt descrise de formula $\sigma_s = \text{const}\ (T_c - T)^f$, exponentul f avînd valorile indicate în tabelul 1.

x(% at.Pt)	1	2	3	4	5	8	1o	15	2o	25	3o
f	o,5	o,5	o,5	o,46	o,46	o,42	o,46	o,35	o,52	o,52	o,52

Menţionăm că valorile extrapolate ale magnetizării spontane specifice din reprezentarea grafică $\sigma = \sigma(T)$ la T=0°K respectiv din legea $\sigma = \text{const}\ T^{3/2}$ coincid. Pe baza acestor valori extrapolate, reprezantate în figura 2 am calculat momentele magnetice atomice care sînt date în tabelul 2.

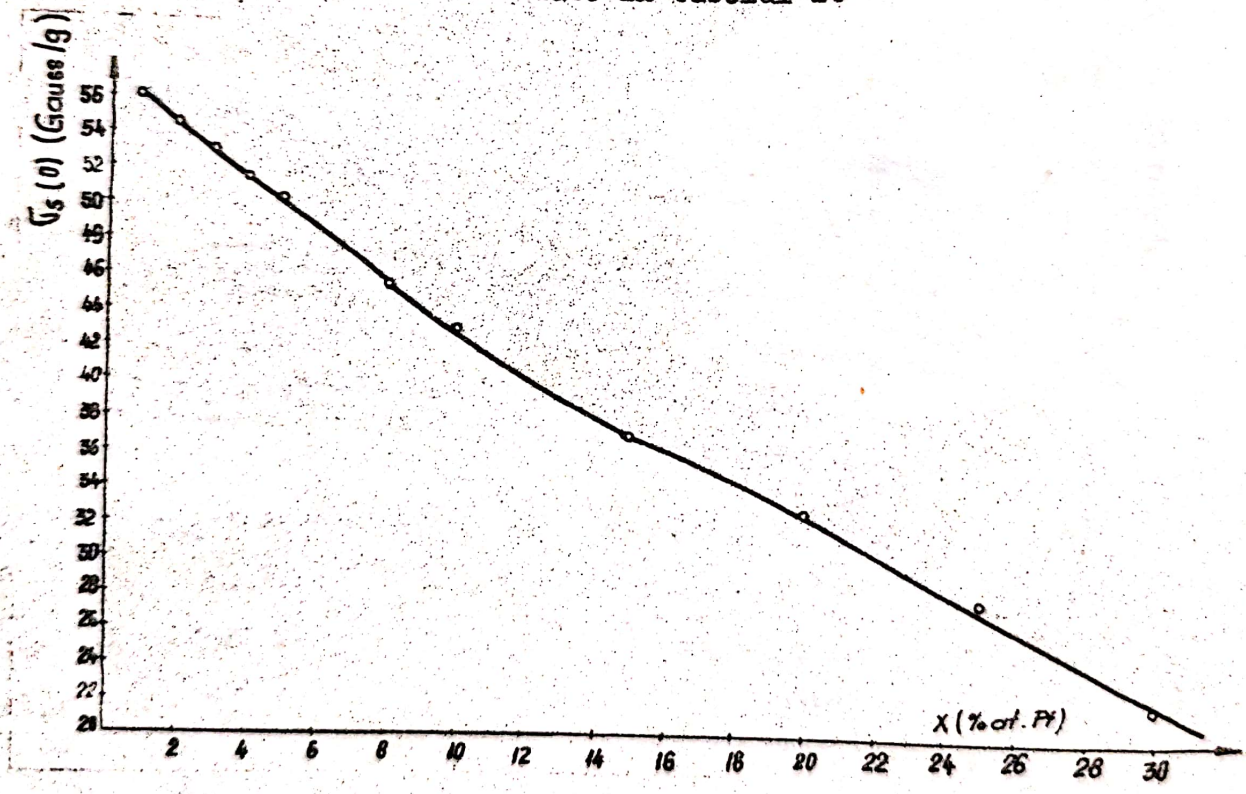


Fig.2. Dependenţa intensităţii spontane de magnetizare specifice $\sigma_s(0)$ de concentraţie.

Tabelul 2

x	1	2	3	4	5	8	1o	15	2o	25	3o
$\mu(in\ \mu_B)$	o,6o16	o,6	o,595	o,59	o,588	o,566	o,556	o,52	o,5	o,46	o,39

Pe baza datelor din tabelul 2 putem exprima momentul magnetic atomic - în cazul concentraţiilor mai mici de 8% at.Pt - sub forma $\mu = -0{,}272x + \mu_{Ni}$. La concentraţii mai mari de 8% at.Pt abaterea valorilor momentelor magnetice atomice de la dependenţa liniară este din ce în ce mai pronunţată. Aceasta sugerează că la concentraţii peste 8% at.Pt deplasarea nivelului Fermi pentru spinii orientaţi antiparalel în raport cu momentul spontan către domeniul energiilor mai mari devine sesizabil.

B I B L I O G R A F I E

1. V.MARIAN, Ann.Phys. 7,514 (1937).
2. M.WATABANE şi S.MIYABARA, J.Phys.Soc.Japan,23,451 (1967).
3. F.BOLLING, Phys.kondens.Materie,7,162 (1968).
4. G.FISHER şi M.J.BESNUS, Solid.State Commun,7,1527 (1969).
5. M.J.BESNUS şi A.HERR, Phys.Letters,39A,83 (1972).
6. J.BEILLE, D.BLOCH şi R.KUENTZLER, Solid.State Commun. 14,963, (1974).
7. H.L.ALBERTS ş.a. Phys.Rev. B9,2233 (1974).
8. D.J.GILLESPIE, C.A.MACKLIET şi A.I.SCHINDLER, Boulder Conf.Low. Temp.Phys. 1972.
9. J.INOUE şi M.J. SHIMIZU, J.Phys.Soc.Japon, 42,1547 (1977).
10. R.E. PARRA şi J.W.CABLE, J.Appl.Phys, 5o,7522 (1979).
11. R.E.PARRA şi R.MEDINA, Phys.Rev.B.22,546o (198o).
12. I.POP, V.I. CERNICOV, P.T.E. 5, 180 (1984).
13. I.LITSCHEL şi I.POP în curs de publicare.

ALIAJE Fe-Si CU 5-6%Si

M.CHIRIAC[x], E.CARCIULEANU[xx], M.PREOTU[xxx], D.RADU[xx], D.NACU[xx], D.IVANICA[xx]

Rezumat. S-au studiat unele caracteristici magnetice la aliaje Fe-Si cu 5-6%Si, supuse la diferite tratamente termice. Aliajele cu o anumită cantitate de fază cu ordine atomică DO_3 au valori optime pentru caracteristicile magnetice.

Introducere

Aliajele Fe-Si au o largă aplicabilitate în electrotehnică ca material magnetic moale pentru circuite magnetice, miezuri de transformator, mașini electrice.

Studiile efectuate de diferiți cercetători au arătat că pentru aliajele Fe-Si magnetostricțiunea de saturație λ_s și anizotropia magnetocristalină K_1 iau valori minime la un conținut de 6,5%Si, ceea ce conduce la valori mari pentru permeabilitatea magnetică și valori mici pentru cîmpul coercitiv. Plecînd de la aceste observații ne-am propus să studiem unele proprietăți ale aliajelor cu 5-6%Si.

1. Elaborarea aliajelor

Aliajele magnetice Fe-Si s-au elaborat în aer într-un cuptor de inducție cu creuzet. Aliajul topit a fost turnat la temperatura de 1450-1500°C într-o lingotieră de fontă cu dimensiunile : 60x60x x500mm.Deoarece aliajele Fe-Si au o conductibilitate termică scăzută și o variație importantă a coeficientului de dilatare termică la temperaturi apropiate de temperatura de topire, răcirea forțată a lingourilor duce la formarea unor fisuri. Pe de altă parte, răcirea lentă a lingourilor din aliaje Fe-Si cu conținut ridicat de Si

---

x - Doctor,c.p.3,Centrul de Fizică Tehnică Iași
xx - Cercetător științific, Centrul de fizică Tehnică Iași
xxx - Fizician, Centrul de Fizică Tehnică Iași

(5,5-6,5%Si) conduce la structură cu grăunţi cristalini foarte mari. Pentru obţinerea unor lingouri cu structură fină de grăunţi, fără fisuri şi defecte de turnare, s-au folosit diferite elemente de aliere, Mn, Ni, Al, B, P, S. Sulful împreună cu manganul acţionează ca inhibitor al creşterii grăuntelui ca rezultat al precipitării compusului MnS la marginea grăunţilor. Pe baza experimentărilor efectuate s-a găsit că un conţinut de 0,005-0,01% B în aliaj duce la obţinerea unui lingou cu grăunţi mici.

Pe baza informaţiilor obţinute din literatura de specialitate [1-6] şi a rezultatelor obţinute de noi [7,8] au fost elaborate aliaje Fe-Si avînd compoziţiile date în tabelul 1.

Tabelul 1

Rezultatele analizei chimice a aliajelor Fe-Si studiate

Aliaj nr.	Si	Ni	Mn	Fe	P
11	3,94	-	-	95,72	-
12	4,96	-	-	94,76	-
13	4,91	-	-	93,32	-
14	5,79	-	-	94,12	-
22	5,75	-	0,26	93,80	0,08
23	5,73	0,76	0,30	92,95	0,10

Carbonul, sulful şi borul nu au fost analizate chimic.

2. Deformarea plastică

Forjarea s-a făcut la temperatura de 1050-1150°C, temperatura de sfîrşit de forjare fiind cca. 900°C. S-au forjat în bune condiţii sub formă de bară şi sub formă de bandă aliajele 11,12,13,14, 22.23. Experimentările efectuate au arătat că deformarea plastică la cald a aliajelor Fe-Si cu conţinut ridicat de Si este foarte dificilă datorită microfisurilor formate atît la răcirea lingoului

după turnare cît şi în timpul încălzirii înainte de forjare. Dacă operaţia de forjare se face imediat după turnare, fără ca lingoul să se răcească, aliajul se deformează plastic mai uşor. Plecînd de la această constatare, s-a experimentat turnarea aliajului între doi cilindri de laminor. Rezultatele obţinute au arătat că aliajele Fe-Si cu conţinut ridicat de siliciu pot fi laminate la cald în instalaţiile de turnare continuă.

Deformarea plastică la rece s-a experimentat pe un microlaminor. S-a constatat că laminarea la rece este foarte dificilă de la 2mm la 1 mm grosime, necesitînd recoaceri intermediare. Laminarea de la 1mm la 0,3mm grosime are loc în condiţii mai bune, materialul avînd o plasticitate mai ridicată. Totuşi, benzile obţinute din aliajele Fe-Si cu conţinut ridicat de Si sînt foarte fragile. In literatură [2,3,6] se menţionează că introducerea unor elemente de aliere (Ni, Mn, Al) poate îmbunătăţi plasticitatea aliajelor magnetice Fe-Si cu conţinut ridicat de Si prin: formarea unei structuri fine de grăunţi cristalini; diminuarea sau suprimarea ordonării atomice; modificarea legăturilor interatomice.

Experimentările efectuate de noi au pus în evidenţă îmbunătăţirea ductilităţii aliajelor Fe-Si prin adăugarea unor mici cantităţi de bor care joacă rol de inhibitor al creşterii grăunţilor cristalini. De asemenea, procedeul de turnare continuă cu laminare la cald suprimă efectul ordonării atomice şi conduce la o structură fină de grăunţi.

3. Studiul structurii cristaline şi a transformărilor structurale

Potrivit diagramei de fază reprezentată în fig.1 [9] aliajele Fe-Si conţinînd 5-6,5%Si au la temperaturi ridicate o structură cvc de tip A2 (α) cu o distribuţie dezordonată a atomilor de Fe şi Si. La temperaturi mai joase ($\sim 700^{\circ}C$) apare faza ordonată

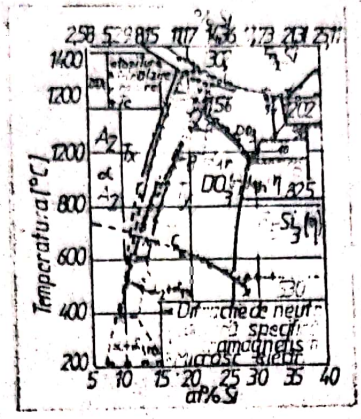


Fig.1 Diagrama de fază a aliajelor Fe-Si [9].

cu suprastructură de tip B2(α_2) pentru ca la temperaturi mai joase (~600°C) să apară şi faza ordonată de tip DO_3 (α_1). La temperaturi şi mai coborîte (sub 380°C) aceste aliaje sînt bifazice, fiind constituite din faza dezordonată A2 şi faza ordonată DO_3. Formarea suprastructurilor B2 şi DO_3 în aliajele Fe-Si se datoreşte afinităţii puternice între atomii de Fe şi Si. Originea fizică a acestei afinităţi puternice se datoreşte probabil uşurinţei cu care atomii de Si cedează electroni 3s si 3p, aceşti electroni completînd stările 3d ale atomilor de Fe [10]

Studiul structurii cristaline şi a transformărilor ordine-dezordine s-a făcut cu ajutorul difracţiei razelor X. Roentgenogramele obţinute cu radiaţia CrKα au arătat că aliajele Fe-Si tratate termic la 900°C şi călite sau tratate termic la 900°C şi la 450°C nu sînt monofazice. La probele tratate termic la 900°C şi călite pe lîngă liniile fazei dezordonate ovo se observă şi alte linii pe care le-am atribuit fazelor B2, iar la probele tratate şi la 450°C s-au obţinut şi linii aparţinînd fazei ordonate DO_3.

4. Studiul proprietăţilor magnetice

Studiul proprietăţilor magnetice în c.c. s-a făcut prin metoda balistică, folosind probe sub formă de inel. Probele au fost tratate

termic în atmosferă de hidrogen după următorul program: tratament A - 1100°C, 3 h, răcire cu 200°C/h până la 600°C și apoi răcire în cuptor; tratament B - 900°C, 3h, răcire cu 200°C/h până la 600°C și apoi răcire în cuptor; tratament C - 900°C, 3h, răcire cu 200°C/h până la 600°C, răcire în cuptor până la 450°C, menținere la 450°C, 2h, răcire rapidă; tratament D - tratament C + 450°C, 3h, răcire rapidă.

Rezultatele măsurătorilor magnetice sînt prezentate în fig. 2-3 și tabelul 2.

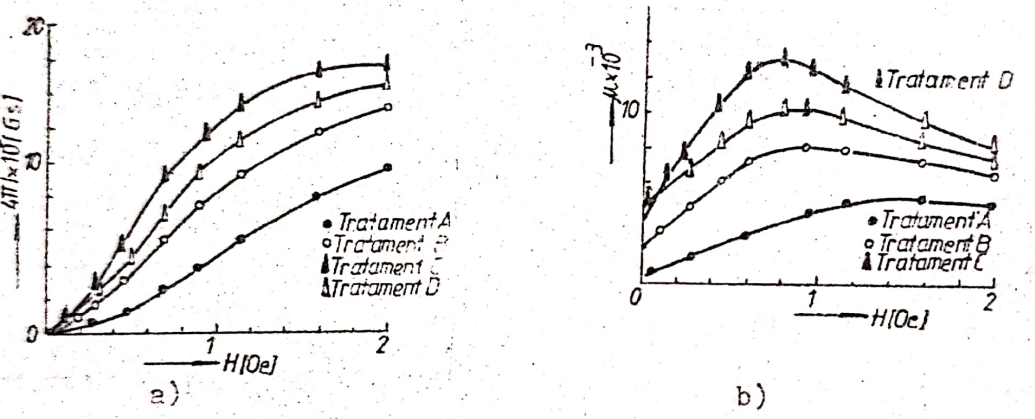


Fig.2. Curba de magnetizare (a) și permeabilitatea magnetică (b) pentru probe din aliajul nr.22 supuse la diferite tratamente termice.

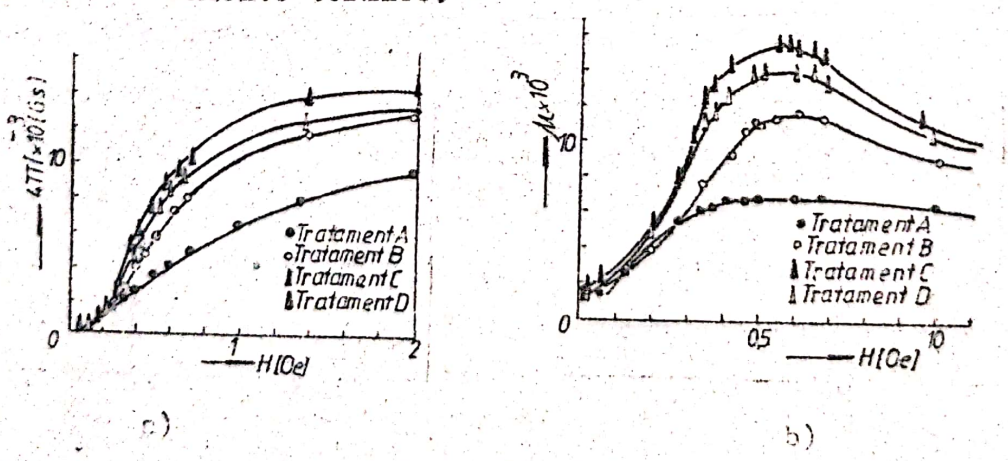


Fig.3 Curba de magnetizare (a) și permeabilitatea magnetică (b) pentru probe din aliajul nr.25 supuse la diferite tratamente termice.

Tabelul 2

CARACTERISTICILE MAGNETICE ÎN C.C. ALE PROBELOR SUB FORMĂ DE INELE DIN ALIAJE Fe-Si

Aliajul nr.	Tratam. termic	μmax	B[Gs] 200e	Br[Gs]	Hc[Oe]
22	A	500	14000	-	-
	B	8000	15800	8100	0,35
	C	13000	16300	10200	0,32
	D	10000	16100	9800	0,33
25	A	7000	13900	-	-
	B	11600	15500	8800	0,34
	C	15500	16100	11100	0,32
	D	14100	16000	10800	0,32

Concluzii

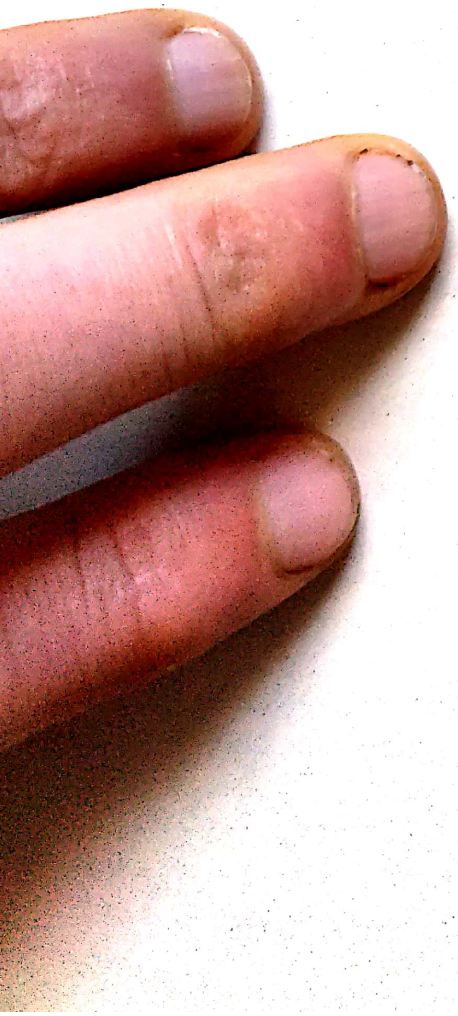
Cercetările efectuate au arătat că aliajele Fe-Si cu conținut ridicat de siliciu pot fi forjate, laminate la cald și la rece dacă se iau unele precauții la elaborare și la deformare plastică.

Proprietățile magnetice ale aliajelor Fe-Si depind de tratamentul termic efectuat. Valori optime pentru caracteristicile magnetice au aliajele cu o anumită cantitate de fază cu ordine atomică DO_3.

BIBLIOGRAFIE

1. K.NARITA, M.ENOKIZONO, On magnetic properties of Fe-Si-Mn alloy sheet, IEEE Trans.Mag.MAG-14, nr.5,365(1978).
2. K.NARITA, M.ENOKIZONO, IEEE Trans.Mag.MAG-12, 873(1976).
3. K.NARITA, M.ENOKIZONO, Effect of nickel and manganeze addition on ductility and magnetic properties of 6,5% silicon-iron alloy, IEEE Trans.Mag.MAG-14, nr,4, 258 (1978).
4. K.NARITA, M.ENOKIZONO, Effect of ordering on magnetic properties of 6,5-percent silicon-iron alloy, IEEE Trans.Mag. MAG-15, nr.1, 911 (1979).
5. A.M.GLEZER, B.V.MOLOTILOV, Vlianie termicescoi obrabotca na toncuiu structuru uporadoceniia i mehaniceschie svoidstva splava Fe-6,5%Si, Fiz,Met.Metalloved.,36, 652 (1973).
6. A.M.GLEZER,B.V.MOLOTILOV, Yu.A.MATVEV, A.I.ZAHAROV, Priroda hrupcosti i fiziceschie perdposîlchi eio preodoleniia v vîsoco-cremlistom jeleze, Izv.Acad.Nauk,SSSr, ser.fiz., 43,nr.7, 1415 (1979).
7. M.CHIRIAC, E.CARCIULEANU,D.RADU, M.SUCIU, L.COJOCARU, E.COJOCARIU, C.CAPATU,M.PREOTU, Tehnologia elaborării aliajului magnetic Fe-Si cu 6-7%Si-model experimental- Iași,1981.

8. M. CHIRIAC, E. CARCIULEANU, D. RADU, P. PATAPIE-RAICU, M. SUCIU, C. TUDORACHE, Tehnologia elaborării aliajului magnetic Fe-Si cu 6-7%Si - studii şi experimentări de laborator - Iasi, 1980.
9. W. KOSTER, Micro-and-Crystal-structure of Iron-Silicon Alloys Containing up to 40 at% Si, Transactions I.S.I. Japan, 14, 387 (1974)
10. M.B. STEARS, Phys.Rev., 147, 439 (1966)



Scanned with OKEN Scanner

[illegible] Fe-6,2Si
[illegible] CONVERTORUL ELECTROPNEUMATIC

N.CHIPIAC[x], D.CARCIULEANU[xx], C.DIACONESCU[xxx]
M.PREOTU[xxxx], G.TUDORACHE[xx]

Rezumat. S-au studiat condiţiile de obţinere a unor miezuri magnetice din aliaj Fe-6,2Si. Testele efectuate pe convertorul electropneumatic au condus la rezultate asemănătoare cu cele obţinute cu miezuri din Fe-48Ni.

Introducere

Traductorul convertorului electropneumatic este un electromagnet polarizat compus din doi magneţi permanenţi, două piese polare(miezuri în formă de U)şi o armătură pe care se află o bobină cu două înfăşurări. Cercetările întreprinse privind reţeta, condiţiile de elaborare, de deformare plastică,prelucrare mecanică şi tratament termic au condus la obţinerea unui aliaj Fe-6,2Si care poate înlocui cu succes miezurile din permalloy cu 48%Ni.

1. Procedeu experimental

Aliajele au fost elaborate într-un cuptor cu inducţie, în aer, folosind ca materii prime oţelul extramoale (fier Armco) produs de ICEM Bucureşti,ferosiliciu, feromangan, sau ferosilicomangan şi respectînd condiţiile arătate în lucrarea [1].

Avînd în vedere că aliajul magnetic Fe-Si este folosit la confecţionarea miezurilor magnetice pentru convertorul electropneumatic, s-au experimentat diferite procedee de obţinere a unui profil U: turnare în lingou, forjare în bare şi prelucrare mecanică sau turnare în bare cu profil U. Rezultate bune s-au obţinut

---

x - Doctor c.p.3, Centrul de Fizică Tehnică
xx - Cercetător ştiinţific, Centrul de Fizică Tehnică
xxx - Inginer pr, Centrul de Fizică Tehnică
xxxx - Fizician, Centrul de Fizică Tehnică

la turnare prin sifon a unor bare cu profil U avînd lungimea de 40mm.

Pe baza informaţiilor obţinute din literatura de specialitate şi a rezultatelor obţinute de noi [1,2] s-au luat în studiu aliaje Fe-Si avînd compoziţiile date în tabelul 1.

Tabelul 1

Compoziţia chimică a aliajelor luate în studiu[x]

COMPOZIŢIA CHIMICĂ A ALIAJELOR OBŢINUTE

Aliaj nr.	Si	Ni	Mn	Fe	P
22	5,75	-	0,26	93,8	0,08
23	5,73	0,76	0,30	92,95	0,10
26	6,05	0,74	0,21	92,87	0,07
27	6,20	-	0,28	93,25	0,03
29	6,24	0,73	0,25	92,63	0,11
31	6,43	-	0,29	92,96	0,11
32	6,50	0,75	0,24	92,35	0,09

Probele pentru studiu au fost tratate termic într-un cuptor cu atmosferă de hidrogen, după următorul program: 900°C - 3h, răcire cu 200°C/h pînă la 600°C, răcire în cuptor pînă la 450°C, menţinere la 450°C, 2h şi apoi răcire rapidă.

Studiul caracteristicilor magnetice s-a făcut în c.c. pe probe cu circuit magnetic închis prin metoda balistică şi pe probe sub formă de bară cu dimensiunile Ø = 2mm, l = 50mm, cu ajutorul unei instalaţii bazată pe metoda extracţiei.

2. Rezultate obţinute

Măsurătorile magnetice în c.c. pe probe sub formă de inel din aliajul Fe-6,2Si au condus la următoarele rezultate: inductia magnetică măsurată la 750e are o valoare de 17.500Gs, permeabilitatea magnetică maximă 16.700, cîmpul coercitiv 0,350e.

In fig.1 sînt reprezentate curbele de magnetizare obţinute

x Carbonul şi sulful nu au fost analizate

pe probe sub formă de bară din aliaje cu 6%Si şi 6,5%Si.

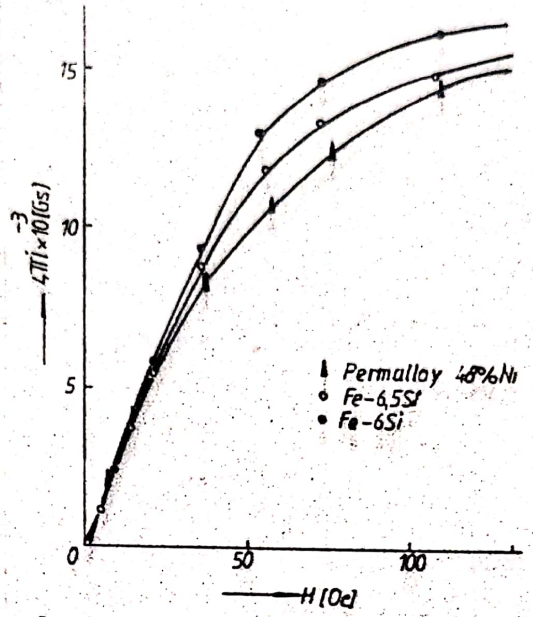


Fig.1 Curbele de magnetizare obţinute pe probe sub formă de bară din aliaje Fe-6Si, Fe-6,5Si şi Fe-48Ni împreună cu curba de magnetizare obţinută pentru permalloy cu 48%Ni (nu s-a făcut corecţia pentru cîmpul demagnetizant).

Se observă că alura curbelor de magnetizare nu diferă prea mult la cele două tipuri de aliaje (Fe-Si şi permalloy). Aceeaşi concluzie se desprinde şi din compararea rezultatelor măsurătorilor efectuate pe perechi de miezuri confecţionate din aliaje Fe-6,2Si şi din permalloy cu 48%Ni(fig.2).Pentru măsurători miezurile din aliaj au fost fixate faţă în faţă, formînd un circuit magnetic închis(fig.3). Miezurile din aliaj Fe-6,2Si au fost prelucrate din bară profil U obţinut prin turnare în sifon. Din fig.2 se observă că magnetizarea creşte la început mai repede la miezurile din permalloy decît la cele din Fe-Si, pentru ca la cîmpuri magnetice mai mari, curba magnetizării aliajelor Fe-Si să se situeze deasupra magnetizării aliajului permalloy. Aceasta se datoreşte faptului că magnetizarea de saturaţie a aliajului Fe-6,2Si este de cca 18000Gs în timp ce magnetizarea la saturaţie

a aliajului permalloy cu [illegible] este de [illegible] Gs.

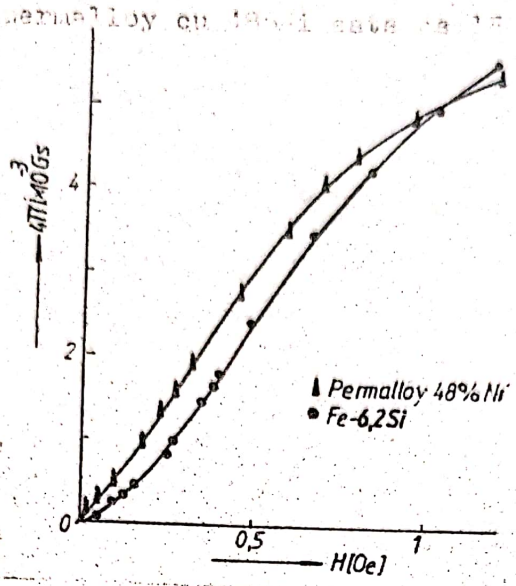


Fig.2 Curbele de magnetizare pentru miezuri din aliaj Fe-6,2Si şi pentru miezuri din aliaj Fe-48%Ni

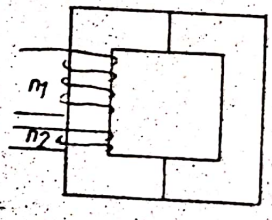


Fig.3 Circuit magnetic format dintr-o pereche de miezuri: n_1-înfăşurarea de cîmp magnetic, n_2-înfăşurarea de măsură

Tabelul 2

Rezultatele măsurătorilor pe convertorul electropneumatic

Aparat nr	Semnal de intrare	Semnal de ieşire							Eroare principală		Histerezis
		Nominal	Efectiv								
			Verificarea I		Verificarea II		Verificarea III				
			C	D	C	D	C	D	C	D	
	mA	mbar	urcare coborîre								
A	2	0,200	0,202	0,2015	0,2015	0,200	0,200	0,200	+0,002	+0,0015	0,0005
	4	0,400	0,399	0,401	0,399	0,400	0,399	0,400	-0,001	+0,001	+0,002
	6	0,600	0,602	0,604	0,6015	0,604	0,602	0,604	+0,002	+0,004	0,002
	8	0,800	0,804	0,806	0,806	0,806	0,804	0,806	+0,004	+0,006	0,002
	10	1,000	1,002	1,002	1,002	1,002	1,002	1,002	+0,002	+0,002	0
B	2	0,200	0,200	0,201	0,201	0,201	0,201	0,200	0	+0,001	0,001
	4	0,400	0,406	0,403	0,406	0,403	0,404	0,402	+0,006	+0,003	0,003
	6	0,600	0,605	0,604	0,602	0,603	0,602	0,604	+0,005	+0,004	0,001
	8	0,800	0,802	0,803	0,802	0,803	0,802	0,800	+0,002	+0,003	0,001
	10	1,000	0,998	0,998	0,998	0,998	0,999	0,999	-0,002	-0,002	0
C	2	0,200	0,198	0,199	0,199	0,200	0,200	0,200	-0,002	-0,001	0,001
	4	0,400	0,399	0,402	0,400	0,401	0,400	0,400	-0,001	+0,002	0,003
	6	0,600	0,600	0,602	0,599	0,601	0,601	0,600	0	+0,002	0,002
	8	0,800	0,800	0,800	0,799	0,801	0,802	0,803	0	+0,002	0,002
	10	1,000	0,998	0,998	0,997	0,997	0,998	0,998	-0,002	-0,002	0

Pe baza rezultatelor obţinute atît în privinţa prelucrabilităţii mecanice cît şi al caracteristicilor magnetice, s-au turnat bare cu profil U din aliaj Fe-6,2Si. Din aceste bare s-au executat, prin prelucrare mecanică, miezuri pentru convertorul electropneumatic , care au fost testate la IEPAM Bîrlad.

In tabelul 2 sînt date rezultatele măsurătorilor efectuate pe convertorul electropneumatic ELA-104. Aceste rezultate se încadrează bine în condiţiile impuse de norma internă a produsului

Concluzii

Studiul condiţiilor de obţinere a unor miezuri din Fe-6,2Si pentru convertorul electropneumatic a arătat că acest aliaj poate înlocui cu succes aliajul permalloy cu 48%Ni.

BIBLIOGRAFIE

1. M.CHIRIAC,E,CARCIULEANU, M.PREOTU, D.RADU,D.NACU, D.IVANICA, Aliaje Fe-Si cu 5-6%Si,A III-A Conferinţă de magnetism, 1983
2. M.CHIRIAC, E.CARCIULEANU, DIACONESCU COSTEL,TUDORACHE CLEMENT, PREOTU MIHAI,COJOCARU LUCIA, COJOCARIU ELENA,CAPATU CRISTINA, Tehnologia elaborării aliajului magnetic Fe-Sicu 6-7% - execuţie şi experimentare, 1982.

INFLUENȚA ELEMENTELOR DE ALIERE ASUPRA PROPRIETĂȚILOR MAGNETICE ALE ALIAJELOR MONEL I. VARIAȚIA TEMPERATURII CURIE

C.IGNAT[x], L.BÎRZU[xx] și M.PREOTU[xxx]

Rezumat In lucrare se studiază variația temperaturii Curie, a magnetizării și a pantei curbelor m(T) la diferite concentrații ale Fe, Si, Cr, pentru aliajele Ni-Cu de tip monel.

Rezultatele obținute contribuie la lărgirea domeniului de aplicație al acestor aliaje.

Introducere

In afara proprietăților mecanice și de rezistență la coroziune bine-cunoscute, aliajele Monel prezintă anumite caracteristici magnetice interesante. Astfel, prin creșterea procentului de Cu în aliajul Ni-Cu, temperatura Curie a aliajului scade aproximativ liniar, de la 626 K pentru Ni pur, la 0 K pentru 54% at Cu /1,2/.

Teoria benzilor rigide /3/ explică scăderea temperaturii Curie și a magnetizării la saturație prin micșorarea momentului magnetic atomic mediu p al aliajului datorită umplerii pînă la completare a benzii 3d a nichelului cu extraelectronii cuprului. In general, variațiile momentului și a temperaturii Curie cu concentrația c a elementului tranzițional sînt date de relațiile:

$$\frac{dp}{dc} = -(Z-10) \qquad (\text{în } \mu_B),$$

$$\frac{dT_c}{dc} = \left(\frac{T_c}{p}\right)_{c=0} \frac{dp}{dc} = -(Z-10) \times 1{,}04 \times 10^3 \text{ K},$$

unde Z reprezintă numărul electronilor exteriori ultimei pături complete ai atomului de impuritate /4/.

x - C.c.ș.t.pr. dr.ing.; xx - fizician; xxx - fizician
Centrul de Fizică Tehnică Iași

Astfel, alierea nichelului cu cromul pentru care dp/dc = $\cong 4{,}4\mu_B$, produce o scădere pronunţată a magnetizării la saturaţie şi a temperaturii Curie.

A fost de asemenea studiata panta curbelor magnetizării funcţie de temperatură. Aceasta depinde atît de natura şi concentraţiile elementelor de aliere /5/, cît şi de omogenitatea soluţiei solide. Fluctuaţiile statistice ale concentraţiei la nivelul unor regiuni de 20-30 Å /6/ constituie o cauză a lărgirii domeniului de tranziţie. Printr-o recoacere de omogenizare, panta curbelor se măreşte.

Rezultate experimentale şi discuţii

Pentru studiul influenţei diverselor elemente de aliere asupra proprietăţilor magnetice ale aliajelor Ni-Cu s-au turnat, în cadrul laboratorului, o serie de lingouri. Compoziţia chimică a lingourilor a păstrat constant raportul Ni-Cu (cca.65%Ni şi 30%Cu), variindu-se concentraţiile în Si, Fe, Cr, tabelul 1.

La elaborarea lingourilor s-au folosit metale de înalta puritate cum ar fi: Ni şi Cu electrolitice şi feroaliaje de calitate.

Pentru reducerea segregaţiei dendritice, a retasurii şi sufluriilor, lingourile au fost răcite dirijat. In scopul eliminării structurii de turnare (uniformizare structurală) şi compactizării lingourilor s-a executat operaţiunea de forjare cu un grad de reducere de 50%.

Din lingourile forjate s-au prelevat probe cilindrice avînd diametrul de 3,3 mm şi lungimea de 50 mm.

Măsurătorile magnetizării funcţie de temperatură s-au efectuat pe o instalaţie al cărei principiu de funcţionare se bazează pe metoda extracţiei probei din cîmp /7/. Cîmpul ales, de 100 Oe, permite obţinerea unor curbe cu o lungime maximă a porţiunii

rectilinii /8/.

Tebelul 1. Compoziţia chimică a lingourilor (at %) x)

Aliaj nr.	Cu	Fe	Mn	Si	C	Cr
1	29	1,5	1,5	0,25	0,5	
2	30,3	1,5	2	1	0,7	
3	27	2,5	2	1	0,5	
4	27,5	2,5	2	3,5	0,5	
5	27,3	5	2	0,5	0,35	
6	27,8	2	2	1	0,5	1,5
7	27,3	2	2	1	0,7	3

x) - restul Ni.

Sistemul probă-bobine de măsură-cuptor a fost plasat într-un vas Dewar şi răcit cu azot lichid pînă la aproximativ 100 K, după care a fost încălzit lent cu ajutorul cuptorului pînă la 300-400 K. Citirea semnalului s-a efectuat cu un nanovoltmetru selectiv tip 233.

La această formă a probei, erorile datorate cîmpului demagnetizant şi gradientului termic în probă sînt neglijabile.

Rezultatele măsuratorilor sînt prezentate în fig. 1 şi 2.

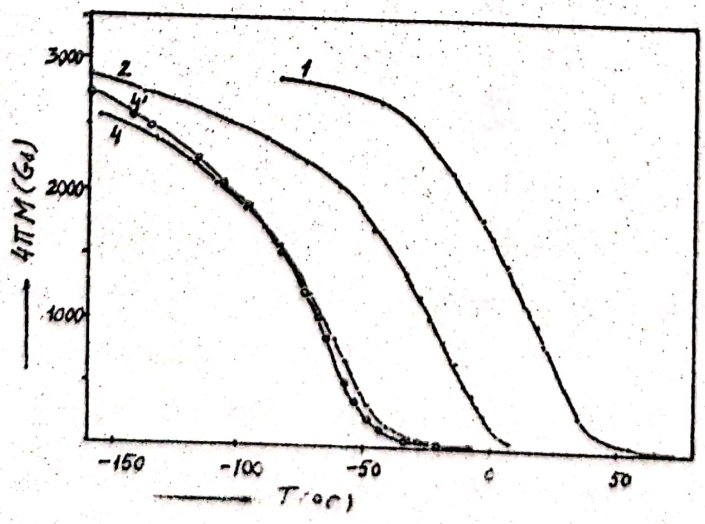


Fig. 1.

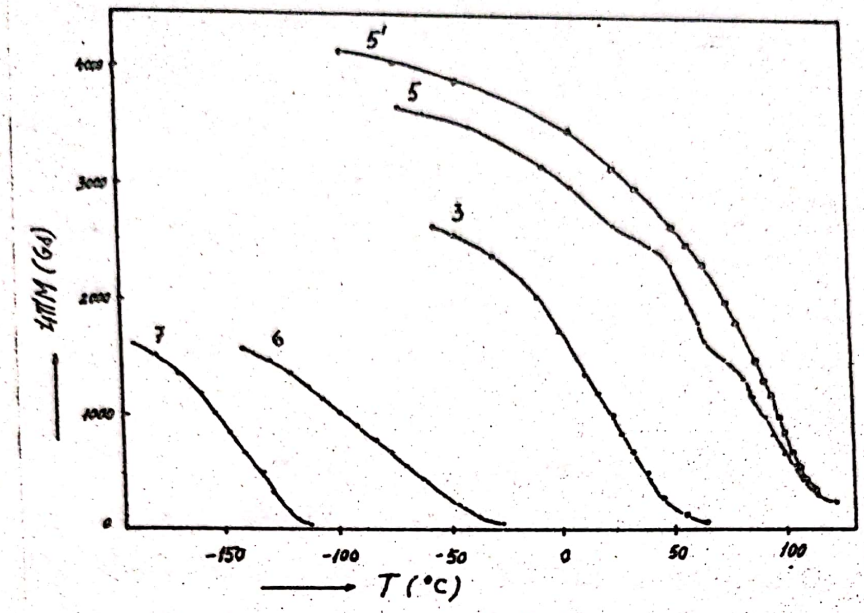


Fig. 2.

Se observă că mărirea procentului de Si de la 0,25 la 1% (aliajele 1 şi 2) produce o scădere a temperaturii Curie cu 40 K, panta părţii rectilinii a curbei fiind aproximativ aceeaşi.

La creşterea concentraţiei fierului de la 1,5% la 2,5% (curbele 2 şi 3) temperatura Curie se măreşte cu aproximativ 50 K, iar panta prezintă o uşoară scădere, de la 38 la 33,5 Gs/grd. Se observă asemănarea dintre curbele M(T) ale aliajelor 1 (1,5%Fe, 0,25%Si) şi 3 (2,5%Fe, 1%Si). Temperaturile Curie sînt de asemenea foarte apropiate (316 K, respectiv 325 K). Este de remarcat, totuşi, scăderea pantei curbei şi mărirea contribuţiei paramagnetice în vecinătatea temperaturii Curie la concentraţii crescute ale fierului.

Mărind în continuare concentraţia Si de la 1% la aproximativ 3,5% (curba 4), temperatura Curie scade la 233 K, iar forma curbei M(T) se modifică apreciabil, porţiunea rectilinie fiind mult redusă. Aliajul 5, cu 5%Fe şi 0,5%Si, prezintă separări de faze; temperatura Curie creşte la 383 K, iar magnetizarea se măreşte cu aproximativ 35% faţă de valoarea corespunzătoare aliaju-

lui 3 cu 2,5%Fe.

Ultimele două curbe (6 şi 7) prezintă efectul cromului, în concentraţii de 1,5% respectiv 3%, la acelaşi conţinut în Fe (2%). La aceste aliaje se observă scăderea cea mai pronunţată a magnetizării şi a temperaturii Curie (238 K respectiv 155 K). Panta curbei M(T) corespunzătoare aliajului 6 atinge valoarea cea mai scăzută (aproximativ jumătate în raport cu aliajul 7). Este de notat, de asemenea, micşorarea contribuţiei paramagnetice la concentraţii mai mari de Cr.

Curbele 4' şi 5' corespund aliajelor 4, respectiv 5 recoapte 3 ore la 1000°C. Omogenizarea chimică a aliajelor duce la creşterea valorii magnetizării şi a pantei curbei M(T). La aliajul 5', recoacerea produce o repartiţie statistic mai uniformă a fierului în soluţia solidă şi astfel se elimină separările de faze, observîndu-se şi creşterea magnetizării cu aproximativ 400 Gs.

Cercetări ulterioare vor avea în vedere studiul susceptibilităţilor paramagnetice în vecinătatea temperaturii Curie, precum şi fenomenele legate de existenţa clusterilor atomici.

Concluzii

Curbele magnetizării funcţie de temperatură pentru diferite aliaje de tip Monel evidenţiază scăderea pronunţată a magnetizării şi a temperaturii Curie la alierea cu Cr. Creşterea conţinutului în Si duce la o coborîre a temperaturii Curie fără a se modifica semnificativ valoarea magnetizării. Adăugarea fierului produce o creştere pronunţată a magnetizării şi a temperaturii Curie.

Panta curbelor M(T) creşte la mărirea concentraţiei Cr şi se reduce la conţinuturi crescute de Fe.

Tratamentul termic de omogenizare la temperaturi de peste 800°C produce o creştere a pantei curbelor M(T).

Rezultatele obţinute sînt utile pentru cunoaşterea proprietăţilor magnetice ale aliajelor Ni-Cu de tip Monel, contribuind la lărgirea domeniului de aplicaţie al acestor aliaje în industria aeronavelor, petrolieră etc. Este posibilă utilizarea aliajelor Monel (tratate termic pentru omogenizare) la regulatoare de temperatură autoacţionate, în domeniul de temperaturi 150 - 350 K.

Bibliografie

1. L.H.BENNETT, L.J.SWARTZENDRUBER, Phys.Rev.Lett., 23, 20, 1171, (1969).
2. V.MARIAN, Ann.de Phys., 7, 459 (1937).
3. J.FRIEDEL, Novo Cimento, 7 (supp.), 2, 287 (1958).
4. BERKOWITZ-KNELLER, Magnetism and Metallurgy, A.P. 1969, (p.299-310).
5. H.C.Van ELST, B.LUBACH, Physica 28, 1297 (1962).
6. P.MAZZETTI, G.MONTALENTI, G.P.SOARDO, J.de Physique, 33, 1, 113 (1972).
7. M.CHIRIAC, Teză de doctorat, Univ. "Al.I.Cuza" Iaşi, 1976, (p. 48-51).
8. P.DAVID, Revue du Nickel, 1, 3 (1959).

Scanned with OKEN Scanner

VARIATIA CANTITATIVA A FAZEI PARAMAGNETICE CU TEMPERATURA DE TRATAMENT TERMIC SUB 0°C APLICAT DUPA CALIRE OTELURILOR DE RULMENTI

C.IGNAT[x]

Rezumat Se studiază influenţa temperaturii tratamentului termic sub 0°C asupra variaţiei cantitative a fazei paramagnetice γ . Prin experimentări se stabileşte regimul optim de răcire sub 0°C aplicat după călire oţelurilor RUL 1 şi RUL 2.

Introducere

In masa oţelurilor, după călire, se găsesc încorporate faze magnetice - martensită, carburi - şi faza paramagnetică γ cunoscută sub denumirea tehnică de austenită - austenită reziduală - .

Constituentul paramagnetic γ propriu temperaturilor înalte, cu volum specific minim în gama constituenţilor structurali, îşi va exercita metastabilitatea provocînd la trecerea în martensită, bainită, etc. o creştere de volum. Deasemenea, cum punctul de sfîrşit al transformării martensitice "Mf" se găseşte în cele mai multe cazuri sub temperatura ambiantă, martensita se află tot în stare de metastabilitate iar la creşterea temperaturii, avînd volum specific maxim, prin descompunerea sa în constituenţi cu volum specific mai mic generează reduceri de volum.

Se aminteşte că transformările sînt lente şi de lungă durată la temperatura ambiantă şi sînt accelerate de modificările sezoniere de temperatură şi mai ales în funcţionare datorită încălzirilor prin frecare, răcirilor provocate de zborurile avioanelor la mari înălţimi sau pătrunderea navelor în zonele nordice.

Precizia de rotaţie şi rolul funcţional al rulmenţilor impun acestora o bună stabilitate dimensională şi înalte proprietăţi mecanice pentru a căror realizare, în structura elementelor de rulmenţi

---

x- Cerc.şt.pr.dr.ing. ; Centrul de Fizică Tehnică Iaşi.

trebuie să se obţină martensită fină, carburi mici şi uniform distribuite, cantităţi cît mai reduse de austenită reziduală.

Cum prin tratamentul termic clasic - călire şi revenire - rămîn cantităţi mari de austenită reziduală, se impune studierea efectului răcirilor sub 0°C asupra reducerii acestui constituent.

Experimentări

Studiul variaţiei cantităţii de austenită reziduală cu temperatura a fost realizat pe instalaţia balistică diferenţială /3/. Precizia măsurărilor a fost verificată şi prin difractometrie cu raze X pe un difractometru Dron 1.

Variaţia cantităţii de austenită reziduală a fost studiată pentru răcirile, după călire, la temperaturile de: -30,-60,-90,-120 şi -196°C cu un timp de menţinere pe palier de 30 minute.

Probele imediat după călire şi spălare în acetonă, au fost introduse în instalaţia pentru determinarea cantităţii de austenită reziduală. Operaţiunea durează sub 3 minute şi astfel se exclude posibilitatea stabilizării austenitei înainte de răcire. In continuare, prin turnarea soluţiei refrigerente în vasul Dewar al instalaţiei după o menţinere de 30 minute, se repetă măsurările,

Compoziţia chimică, forma, dimensiunile etaloanelor şi probelor precum şi tratamentul termic de recoacere şi de călire au fost redate /6/.

Viteza redusă de răcire, indicată în tratamentul termic la temperaturi negative, se asigură prin existenţa probei într-un spaţiu închis contactul cu soluţia refrigerentă fiind indirect.

După consumarea timpului de menţinere pe palier, se elimină soluţia refrigerentă iar aducerea spre temperatura ambiantă se produce odată cu întreg sistemul de răcire asigurîndu-se o viteză redusă de încălzire. La temperatura ambiantă se execută din nou măsurări ale

cantităţii de austenită reziduală.

Pentru fiecare temperatură de tratament termic sub 0°C s-au determinat durităţile în unităţi HRC.

Rezultatele experimentale privind cantitatea de austenită rămasă în urma răcirilor, în oţelurile RUL 1 şi RUL 2, la diferite temperaturi negative precum şi durităţile în unităţi HRC sînt sintetizate în tabela 1.

Tab. 1.

Temperatura negativă °C	RUL 1		RUL 2	
	γ_{rez} %	HRC	γ_{rez} %	HRC
-30	7,38	65	12,72	65
-60	6,13 (6,11)	66	10,7 (10,7)	66
-90	3,295 (3,3)	66	5,29 (4,9)	66
-120	0,7	66	1,44	66
-196	0	66	0	66

Obs. Cifrele din paranteze reprezintă rezultatele măsurărilor prin difracţie cu raze X.

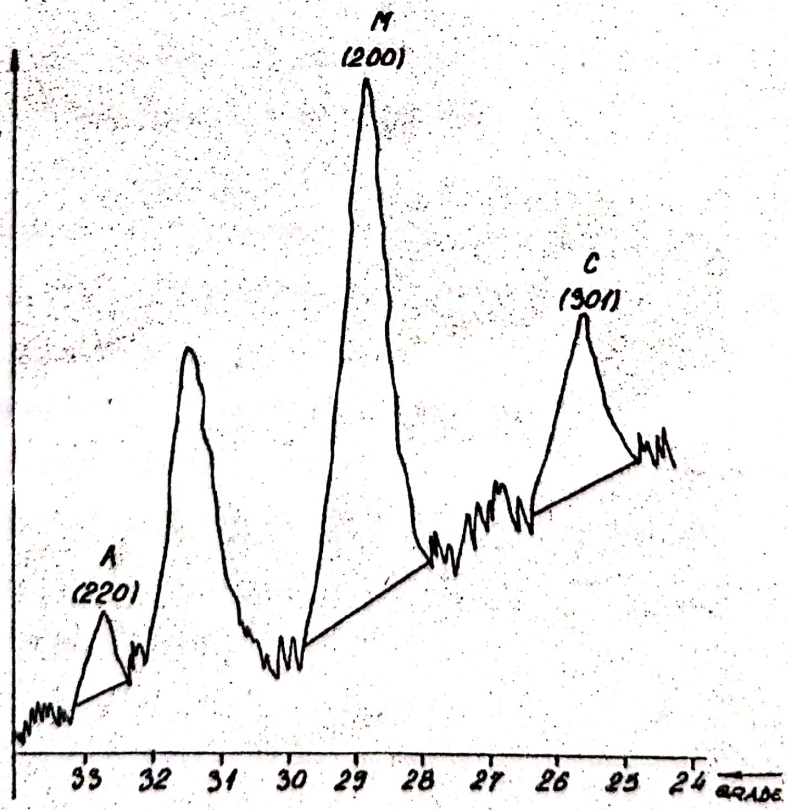


Fig.1.- Difractogramă obţinută în urma răcirii la temperatura de -60°C. Oţel RUL 1.

Pentru răciri la -60 şi -90°C măsurările au fost executate şi prin difracţie cu raze X.

Liniile de difracţie ale razelor X folosite pentru fiecare constituent sînt:

Austenita, linia 220 care apare la $2\theta = 25^{\circ}86'$.

Martensita şi ferita, linia 200 care apare la $2\theta = 28^{\circ}71'$.

Carburi, linia 301 care apare la $2\theta = 32^{\circ}47'$.

Difractograma corespunzătoare răcirilor, după călire, la -60°C cu menţinere de 30 minute este redată în fig.1 .

In figura 2 se prezintă grafic variaţia cantităţii de austenită reziduală cu temperatura de răcire sub 0°C.

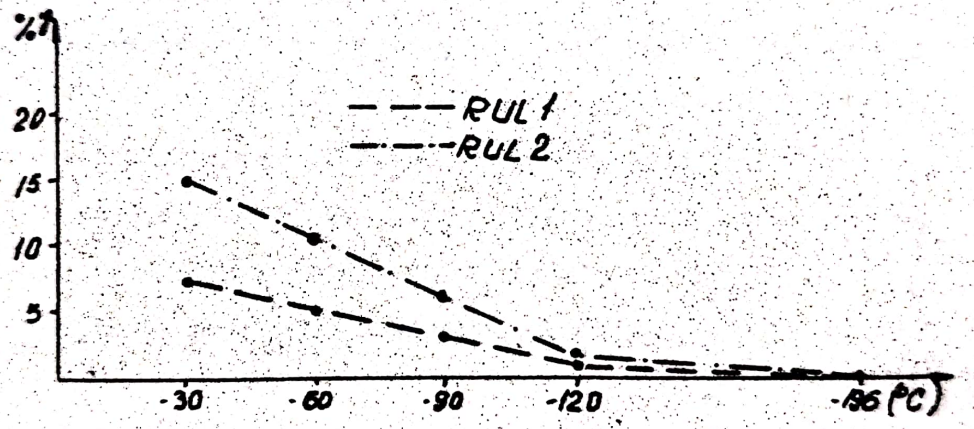


Fig.2.- Variaţia cantităţii de austenită reziduală, după călire, cu temperatura de răcire sub 0°C.

Din studiul variaţiei cantităţii de austenită reziduală cu temperaturile de răcire sub 0°C se observă tab.1 şi fig.3 că transformarea γ - M este cu atît mai înaintată cu cît temperatura este mai coborîtă confirmînd teoriile existente.

Reducerea cantităţilor de austenită reziduală cu scăderea temperaturii ne reliefează faptul că între -30 şi -120°C răcirile au eficienţă maximă. Coborîrea temperaturii de la -120 la -196°C dă o reducere puţin importantă a acestui constituent şi deci tratamentul în acest interval de temperaturi este ineficient.

Pentru ambele oţeluri, răcirile la -120°C reduc austenita reziduală la circa 1%. Se cunoaşte că tensiunile de ordinul II cresc proporţional cu creşterea cantităţii de martensită formată. In aceste condiţii tratamentul termic la -120°C dă naştere unor tensiuni mari care pot produce fisuri şi crăpături în piese.

Răcirile, după călire, la temperatura de -90°C lasă în masa oţelurilor cantităţi reduse de austenită reziduală menţinînd deci riscul apariţiei de fisuri. Pentru oţelul RUL 2 poate prezenta importanţă în cazul impunerii unor condiţii severe asupra stabilităţii dimensionale dar sînt necesare precauţiuni speciale privind viteza de răcire.

Tratamentul termic la -60°C, ţinînd seama că şi prin revenire după acest tratament se mai transformă o parte din austenită, este optim din punct de vedere tehnico-economic.

Temperaturile de răcire la -30°C reduc cantitatea de austenită reziduală din masa oţelului RUL 2 la circa 12%, cantitatea încă ridicată pentru a asigura stabilitatea dimensională în timp a oţelurilor. Pot fi luate în consideraţie pentru oţelul RUL 1.

Concluzii

- Privit din punct de vedere al reducerii cantităţii de austenită reziduală, al uşurinţei procurării şi economicităţii agentului frigorific (zăpadă carbonică) şi a mediului de răcire, tratamentul termic optim după călire, cînd condiţiile de stabilitate o impun, este răcirea la -60°C urmată de revenire.

- Pentru condiţii severe impuse stabilităţii în timp a elementelor de rulmenţi şi în special a celor din oţelul RUL 2 poate fi aplicată răcirea la -90°C.

- La aplicarea tratamentelor sub 0°C sînt necesare precauţiuni asupra vitezei de răcire. Se impune ca aducerea spre temperatura ambiantă să se facă cu viteze cît mai reduse pentru ca şi la încăl-

zire să se mai transforme o parte din austenita rămasă.

Bibliografie

1.COHEN M., Tranf. of A.S.M., vol. 41, p.35-94, (1949).

2.DUVAL P.,MURRY G., Mém. Sci.Rev.Mét., VI, p.461-468, (1968).

3.IGNAT C., Teză de doctorat, I.P.Iaşi, (1981).

4.KURDIUMOV G.V.,MAXIMOVA O.P., Doklad. Acad.Nauk., S.S.S.R., nr.1, p.83-86, (1948).

5.PETROSEAN P.P., Tratamentul termic al oţelului la temperaturi sub 0°C, I.D.T., Bucureşti, (1951).

6.IGNAT C., Influenţa parametrilor tehnologici ai călirii asupra cantităţii de austenită reziduală şi a morfologiei structurale., Bul. I.P.Timişoara, sub tipar.

Scanned with OKEN Scanner

STUDIUL UNOR CORELATII SPECIFICE DOMENIULUI PREDOMINANTEI ROTATIILOR REVERSIBILE ÎN MECANISMELE MAGNETIZARII DINAMICE DE JOASA FRECVENTA

LUMINITA DANIELLO, D. IORDACHE, LILIANA BURILEANU, VL. IANCU*

Rezumat

Pornind de la rezultatele obţinute cu privire la ciclul histerezis dinamic al unor materiale ferimagnetice moi industriale, şi analizînd îndeosebi parametrii caracteristici domeniului în care contribuţia proceselor de translaţie ireversibilă a pereţilor domeniilor de magnetizare devine neglijabilă în raport cu contribuţia rotaţiilor reversibile, lucrarea studiază: a) corelaţia dintre intensitatea cîmpului magnetic H_{rev} la care contribuţia translaţiilor ireversibile devine neglijabilă, şi permeabilitatea relativă iniţială, pentru serii tehnologice uniparametrice, b) dependenţa de intensitatea cîmpului magnetic a susceptivităţii magnetice, în această zonă.

Introducere

După cum este cunoscut [1], cu toate studiile numeroase efectuate în domeniul magnetismului, nu a fost încă formulat un model teoretic riguros al fenomenului de histerezis magnetic, lucru subliniat de însuşi L. Néel [2]: "At last I would regret personally the small interest that is presently shown for hysteresis and its effects, both from the experimental and theoretical point of view. It is true that it is a difficult and ungrateful subject, but it remains that hysteresis is one among the main behaviour of ferromagnetism". Pe de altă parte, datorită interesului tehnic, din ce în ce mai pronunţat în ultimii ani, pentru utilizarea materialelor fero- şi ferimagnetice în circuite de curent alternativ [3 - 5], a crescut preocuparea pentru determinarea parametrilor fizici ai magnetizării dinamice a acestor materiale.

Una dintre problemele cel mai puţin studiate în această direcţie se referă la caracterizarea domeniului predominanţei rotaţii-

* Sef lucrări dr.; Prof.dr.; Asist.fiz.; Asist.fiz., Catedra de Fizică a Institutului Politehnic Bucureşti.

lor reversibile în mecanismele magnetizării dinamice, problemă de care se va ocupa (pentru cazul frecvenţelor joase) lucrarea de faţă.

Avînd în vedere faptul că precizia optimă a determinărilor inducţiei magnetice corespunzînd ramurilor de de-, respectiv remagnetizare, ale ciclului histerezis dinamic este de ordinul a cca.0,5%, am definit intensitatea cîmpului magnetic H_{rev} începînd de la care contribuţia translaţiilor ireversibile devine neglijabilă, şi inducţia magnetică B_{rev} corespunzătoare, prin expresiile:

$$\frac{B_d(H_{rev})-B_r(H_{rev})}{B_d(H_{rev})} = 5.10^{-3}, \quad B_{rev}=\frac{B_d(H_{rev})+B_r(H_{rev})}{2}. \qquad (1)$$

Avînd în vedere interesul principial şi tehnic pe care îl pot prezenta corelaţiile între diferiţii parametri magnetici şi permeabilitatea relativă iniţială μ_{ri} pentru diferite materiale aparţinînd únor serii tehnologice uniparametrice [6 - 9], o primă problemă examinată de lucrarea de faţă s-a referit la stabilirea corelaţiilor $H_{rev}=f(\mu_{ri})$ şi $B_{rev}=F(\mu_{ri})$ pentru materiale ferimagnetice moi industriale. Intrucît, de regulă, parametrii magnetici caracteristici seriilor uniparametrice prezintă valori considerabil diferite (cu pînă la 2...3 ordine de mărime), am căutat stabilirea unor corelaţii de forma $\log H_{rev}=f(\log \mu_{ri})$, respectiv $\log B_{rev}=F(\log \mu_{ri})$.

§1. Date experimentale utilizate pentru studiul corelaţiilor $\log H_{rev}=f(\log \mu_{ri})$, $\log B_{rev}=F(\log \mu_{ri})$ în serii tehnologice uniparametrice

Studiul de faţă este bazat pe rezultate reportate [10 - 11] cu privire la materiale ferimagnetice moi româneşti, respectiv germane. In scopul completării acestor date, am folosit de asemenea rezultate experimentale obţinute de noi [7], [12], cu privire la parametrii similari ai altor materiale ferimagnetice româneşti.

Datele de intrare acceptate din sursele [10], [11] au fost:

a) Caracteristici ale materialelor Elferit 10

Elferit A_1 (μ_{ri}=600±120; H_{rev}=0,58 $\frac{kA}{m}$; B_{rev}=0,38 T), A_3 (1500±300; 0,62; 0,35), A_4 (1500±300; 0,71; 0,36), A_5 (2200±20%; 0,53; 0,37), A_6 (2800±560; 0,67; 0,36), B_1 (4200±840; 0,45; 0,38).

b) Caracteristici ale materialelor Siemens 11

Tipul 7 U 15 (7,5±1,5; 3,3; 0,1), U60 (9±1,8; 9,0; 0,13); 20 K 12 (24±4,8; 4,5; 0,15), 80 K 1 (80±16; 5,5; 0,39); 300 M 11 (250±50; 4,0; 0,35), 550 M 25 (650±130; 1,7; 0,43), 1100 N 22 (1300±260; 0,35; 0,35), 1500 N 4 (1500±300; 2,0; 0,33), 2000 T 7 (2000±400; 0,2; 0,25), 2000 N 28 (2200±440; 0,35; 0,37), N 27 (2000±400; 0,3; 0,40), T 26 (2200-440; 0,4; 0,37), N 30 (3500±700; 0,25; 0,33).

§2. Rezultate obținute cu privire la corelațiile $\log H_{rev} = f(\log \mu_{ri})$ și $\log B_{rev} = F(\log \mu_{ri})$

Analiza rezultatelor experimentale luate în considerație (v. și fig.1 pentru dependența $\log H_{rev} = f(\log \mu_{ri})$, respectiv fig.2 pentru dependența $\log B_{rev} = F(\log \mu_{ri})$) arată că între parametrii H_{rev}, B_{rev} caracteristici "granței" între domeniile predominanței translațiilor ireversibile, respectiv rotațiilor reversibile, în mecanismele magnetizării dinamice de joasă frecvență a materialelor ferimagnetice spinelice moi din seria tehnologică (cuasi)uniparametrică analizată există (cu coeficienți de corelație suficient de înalți: cca.0,92, respectiv cca.0,87) corelațiile:

$$\log \{H_{rev}\}_{kA/m} = 0,89 - (\log \mu_{ri} - 1,53)^2 \cdot 0,674 , \qquad (2)$$

respectiv:

$$\log \{B_{rev}\}_{T} = 0,216 \log \mu_{ri} - 0,16 . \qquad (3)$$

S-a mai constatat de asemenea:

a) faptul că materialele Siemens 80 K 1 și 2000 T 7 nu se încadrează (ca și materialul românesc Elferit A_1) în seria (cuasi) uniparametrică analizată;

b) faptul că o corelație de tipul:

$$\log \mu_{ri} = c_0 + c_1 \log B_{rev} + c_2 (\log B_{rev})^2 , \qquad (4)$$

asigură o valoare mai înaltă (0,93) a coeficientului de corelație decît corelația liniară (3), cu dezavantajul reprezentat de carac-

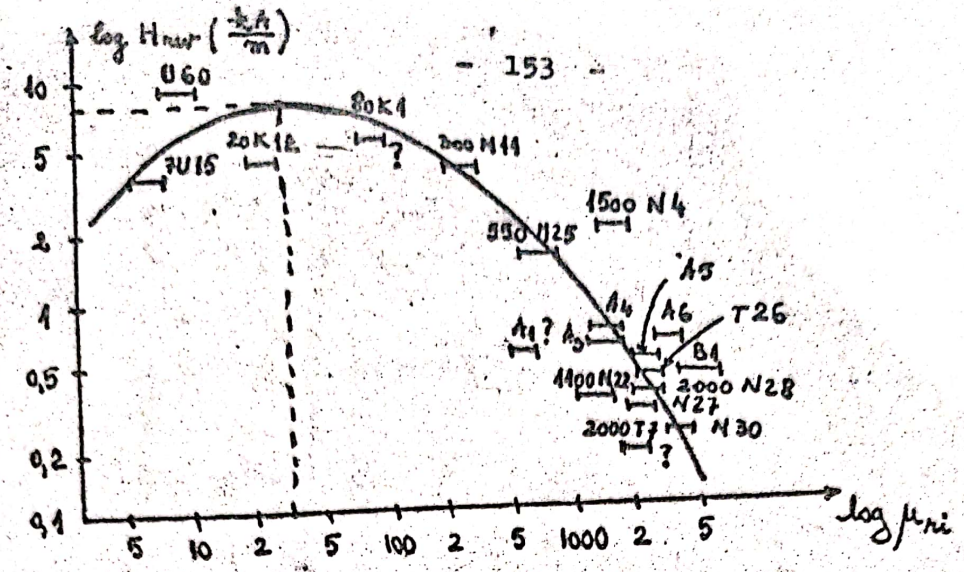


Fig. 1

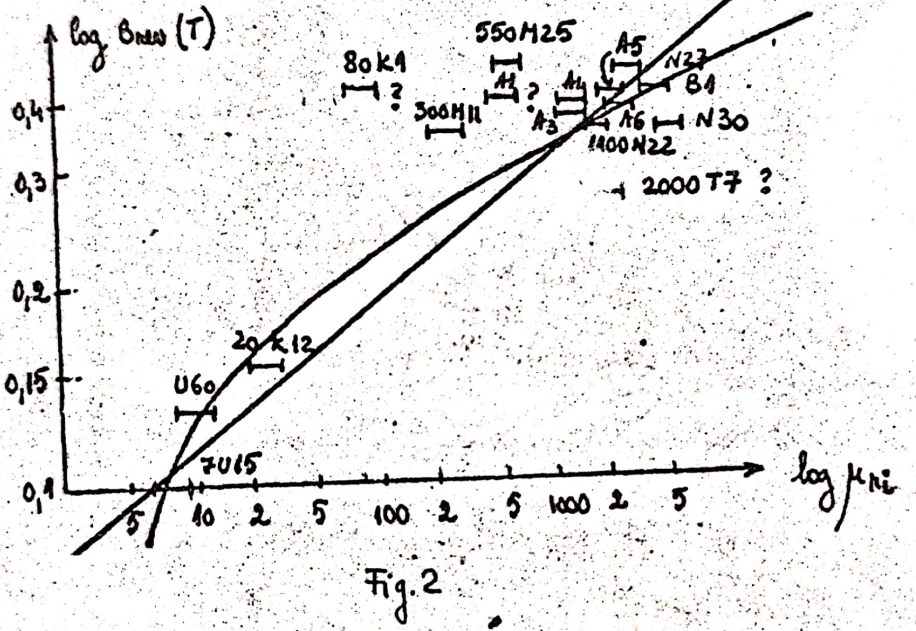


Fig. 2

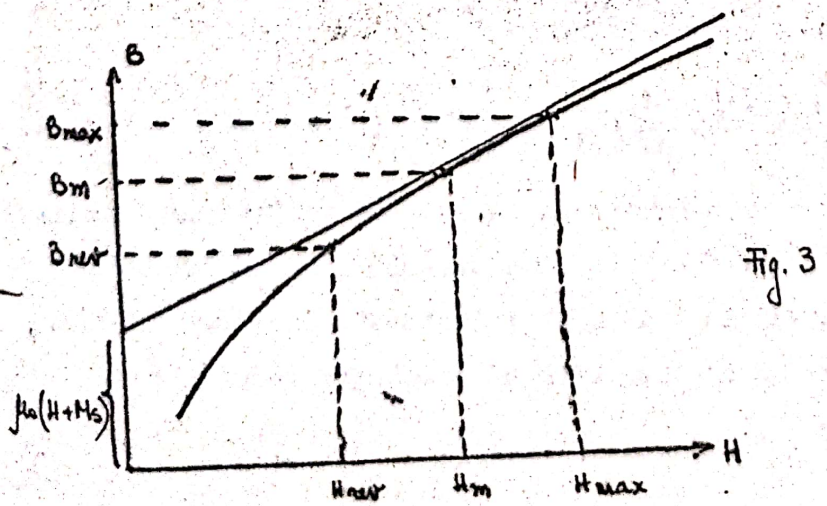


Fig. 3

terul implicit (în B_{rev}) al relaţiei (4) (v.şi fig.2).

§3. Studiul dependenţelor de intensitatea câmpului magnetic a inducţiei magnetice şi susceptibilităţii magnetice diferenţiale în domeniul predominanţei rotaţiilor reversibile în mecanismul magnetizării dinamice de joasă frecvenţă

Studiul rezultatelor experimentale cunoscute din referinţele citate mai sus a evidenţiat următoarele:

a) faptul că cea mai simplă corelaţie care poate descrie în limita erorilor experimentale dependenţa B=f(H) în domeniul predominanţei rotaţiilor reversibile, şi care - totolată - poate fi pusă într-o anumită corespondenţă cu modelele teoretice existente ale magnetizării ferimagneticilor, are forma:

$$B(H)=\mu_o(H+M_s-M_{rot}\cdot\exp(-\frac{H}{H_c'})) \; ; \qquad (5)$$

faptul că aproximaţia de ordinul zero a parametrilor M_{rot} şi H_c' (un anumit cîmp critic, de ordinul, dar diferit de intensitatea cîmpului coercitiv) ai corelaţiei (5) poate fi obţinută pornind de la 3 perechi de rezultate experimentale în domeniul predominanţei rotaţiilor reversibile: (H_{rev},B_{rev}), (H_{max},B_{max}), $(H_m=\frac{H_{rev}+H_{max}}{2}$, $B_m=B(H_m))$, în baza relaţiilor:

$$M_{rot}=((\frac{H_{max}+H_{rev}}{2}+M_s)-\frac{B_m}{\mu_o}\sqrt{(\frac{\mu_o(H_{rev}+M_s)-B_{rev}}{\mu_o(H_{max}+M_s)-B_{max}})^{\frac{H_{max}+H_{rev}}{H_{max}-H_{rev}}}} \qquad (6)$$

$$H_c'=(H_{max}-H_{rev})(\ln\frac{\mu_o(H_{rev}+M_s)-B_{rev}}{\mu_o(H_{max}+M_s)-B_{rev}})^{-1} \; , \qquad (7)$$

unde:

$$M_s=\frac{B_m^2-B_{max}B_{rev}+\frac{1}{4}\mu_o^2(H_{max}-H_{rev})^2+\mu_o(B_{max}H_{rev}+B_{rev}H_{max}-B_mH_{max}-B_mH_{rev})}{\mu_o(2B_m-B_{max}-B_{rev})} \qquad (8)$$

b) faptul că printre corelaţiile mai complexe, dar mai apropiate de modelele teoretice ale magnetizării ferimagneticilor, care sînt de asemenea în acordd cu rezultatele experimentale (în limita erorilor de măsură) se află şi corelaţia (v.şi fig.3, respectiv [3]):

$$B(H) = \mu_0 (H + M_s \cdot th((argthk)(\frac{H}{H_c} \pm 1)) , \qquad (9)$$

în care semnele + şi respectiv - corespund ramurilor de de- şi remagnetizare, iar $k = \frac{M_{rem}}{M_s}$ este coeficientul de rectangularitate al ciclului histerezis.

BIBLIOGRAFIE

1.a) A.GLOBUS, Journ.Phys.Colloq.C1, suppl.no.4, 38, C1-1(1977); b) A.GLOBUS, M.GUYOT, Phys.Status Solidi, (b)52, 427(1972).

2.L.NÉEL, Int.Conf.Magn., 1970, J.Phys., 32, 3(1971).

3.xxx "Magnitnîe elementî avtomatiki, telemehaniki, izmeritelinoi i vîcislitelinoi tehniki", Naukova Dumka, Kiev, 1964.

4.a) R.F.SOOHOO "Theory and Applications of Ferrites"; b) B.WILSON "Applications of Magnetism", New York, 1981.

5.N.N.SCHOLTZ, K.A.PISKAREV "Ferriti dlia radiodiastot", Izd.Energhia, Moscova, 1966.

6.L.DANIELLO, D.IORDACHE, A.LUPASCU, Buletinul Institutului Politehnic Bucureşti, S.Electr., 40(3)19-26(1978).

7.D.IORDACHE, L.DANIELLO, A.LUPASCU, D.HORNEA, Buletinul I.P.B., S.Electr., 41(3)19-30(1979).

8.L.DANIELLO, D.IORDACHE, A.LUPASCU, I.SOCOL, D.HORNEA, Lucrările celui-de-al mului Simpozion naţional de materiale magnetice, vol.I, p.83--93, ICPE-Bucureşti, 1979.

9.L.DANIELLO, Dizertaţie, IFTAR-ICEFIZ, Bucureşti, 1981.

10.xxx "Ferrites" (catalog de materiale magnetice industriale), Institutul de Cercetări şi Proiectări electronice, Bucureşti, 1980.

11.a) xxx Siferrit- und Sirufer-Material, Siemens-Halske, Ausgabe 1965; b) ibidem, Ausgabe 1975/76.

12.D.IORDACHE, Bul.Inst.Politehn.Bucureşti, 29(2)25(1967).

STUDIUL PERMEABILITATII REVERSIBILE A UNOR MATERIALE FERIMAGNETICE SPINELICE INDUSTRIALE

Asist.fiz. L.BURILEANU, prof.dr. D.IORDACHE, şef lucr. L.DANIELLO, Catedra de Fizică, INSTITUTUL POLITEHNIC BUCUREŞTI

Lucrarea prezintă rezultatele obţinute cu privire la posibilităţile de măsurare a permeabilităţii reversibile de joasă frecvenţă, inclusiv descrierea aparatului construit în acest scop; sînt reportate, de asemenea, dependenţele constatate - pentru materialele ferimagnetice moi industriale - ale permeabilităţii reversibile de valorile maximă H_o, respectiv ale cîmpului magnetic continuu $H_=$, ale intensităţii cîmpului magnetic, etc. O parte dintre dependenţele constatate experimental sînt interpretate teoretic.

Metoda folosită de noi pentru determinarea permeabilităţii reversibile se bazează pe magnetizarea probei studiate printr-un cîmp magnetic continuu constant în timp şi realizarea unui ciclu minor reversibil prin suprapunerea peste cîmpul magnetic continuu a unui cîmp magnetic alternativ de amplitudine mult mai mică decît valoarea intensităţii cîmpului magnetic continuu.

După parcurgerea în întregime a unui ciclu histerezis corespunzător intensităţii maxime, H_{max}, a cîmpului magnetic din tor, se aleg punctele de funcţionare $H_=$ prin reglarea potenţiometrului R şi schimbarea sensului intensităţii cîmpului magnetic cu ajutorul comutatorului K. Montajul realizat este prezentat în fig.1, iar funcţionarea sa în fig.2.

Înfăşurarea N_o, parcursă de curentul continuu (de colector al tranzistorului) generează cîmpul magnetic continuu, a

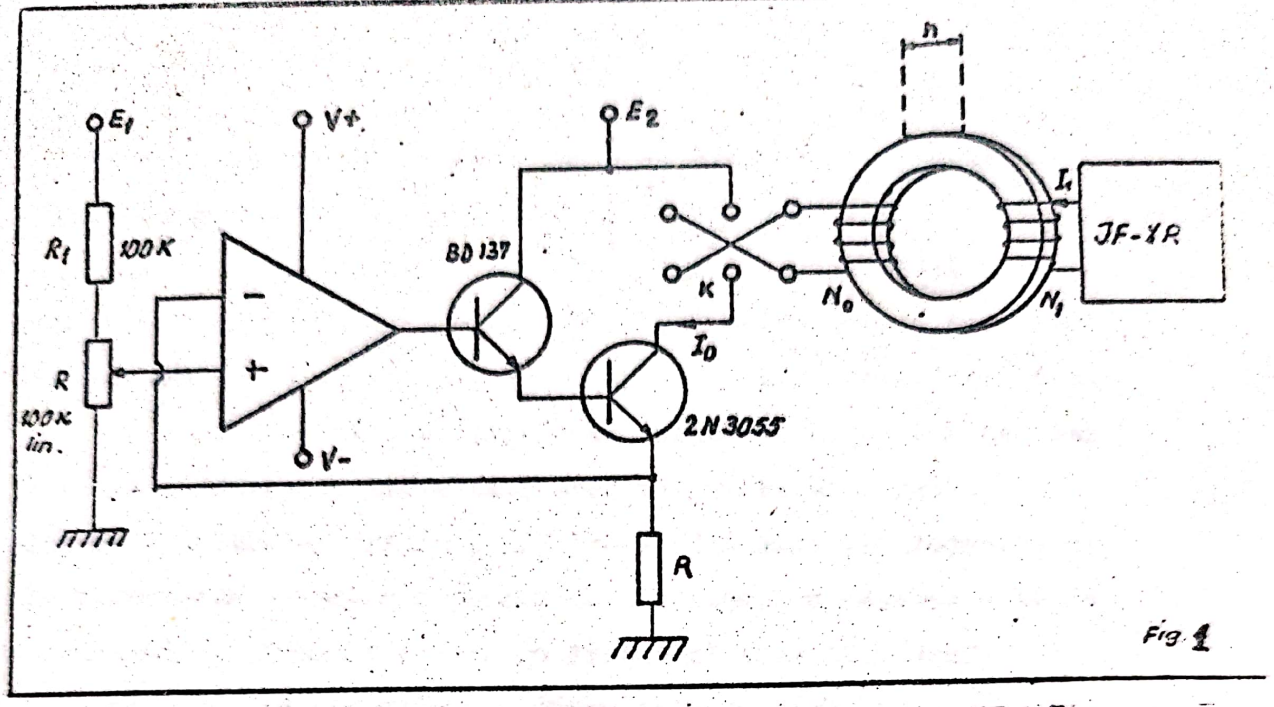

h
E1
V+
E2
R1
100K
BD 137
K
I1
JF-YR
N0
N1
R
100K
lin.
I0
2N3055
V-
R

Fig. 1

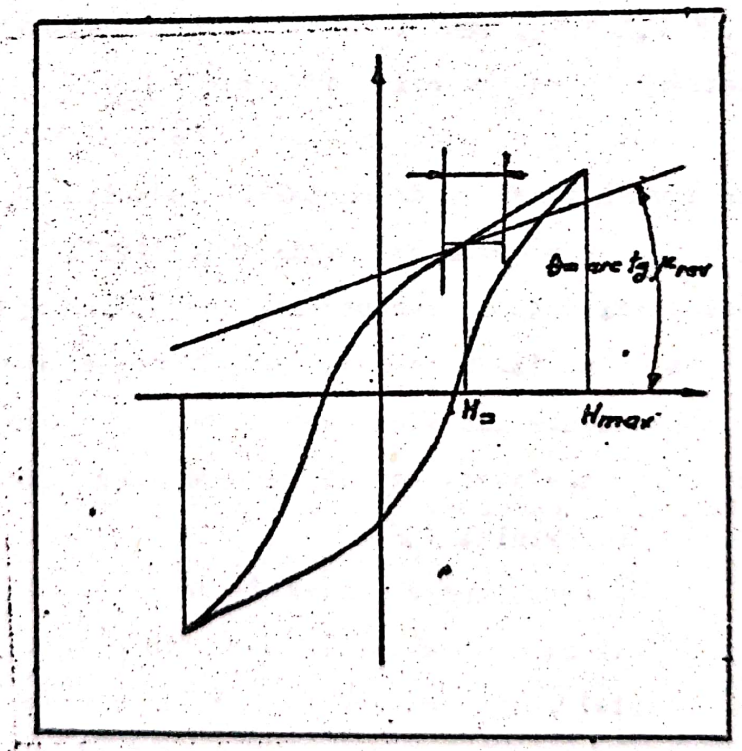

Hs
Hmax

Fig. 2

cărui valoare, constantă în timp, depinde de numărul de spire ale înfăşurării şi de intensitatea curentului prin tranzistor.

Înfăşurarea N_1 este parcursă de un curent alternativ dat de un generator de joasă frecvenţă. Această înfăşurare face parte dintr-un circuit RLC serie şi inductanţa ei se măsoară la resonanţă prin modificarea frecvenţei în circuit.

Pentru ca evaluarea permeabilităţii reversibile pe baza inductanţei măsurate a înfăşurării N_1 să fie suficient de precisă este necesar ca amplitudinea cîmpului magnetic alternativ să fie suficient de mică în raport cu cîmpul magnetic continuu, caracteristic ciclului histerezis al materialului, deci ca $N_1 I_1 < 0{,}1\, N_o I_o$, unde I_1 este valoarea efectivă a curentului electric alternativ prin înfăşurarea N_1.

Pentru ca factorul de calitate al înfăşurării secundare, prin urmare precizia determinării inductanţei acestei înfăşurări (şi implicit a permeabilităţii reversibile) să se menţină la un nivel satisfăcător este necesar ca numărul spirelor înfăşurării primare să nu fie prea mare (sub 20 spire, după cum a rezultat din experimentările efectuate). In aceste condiţii, pentru satisfacerea condiţiei de mai sus, se aleg valori suficient de mici ale raportului I_2/I_1.

Fiecare dintre poziţiile comutatorului K corespunde unui anumit sens al cîmpului magnetic continuu în tor. Schimbarea poziţiei comutatorului K, pentru parcurgerea completă a ciclului histerezis, este efectuată după aducerea potenţiometrului în poziţia minimă.

Avantajele acestei metode de măsurare a permeabilităţii reversibile constau în gabaritul foarte redus, tensiunea de alimentare scăzută, reproductibilitate bună, montaj ieftin, manipulare comodă.

Relaţiile de calcul utilizate pentru determinarea permeabilităţii reversibile şi studiul dependenţei sale de intensitatea $H_=$ a cîmpului magnetic continuu şi valoarea efectivă $H_\sim$ a intensităţii cîmpului magnetic alternativ produs de curentul electric care trece prin înfăşurarea secundară sînt următoarele:

$$\mu_{rev} = \frac{2\pi L_1}{\mu_0 N_1^2 h \ln \frac{r_e}{r_i}} \qquad (1)$$

$$L_1 = \frac{1}{4\pi^2 f^2 C} \qquad (2)$$

$$H_= = \frac{N_0 I_0}{\pi (r_e + r_i)} \qquad (3)$$

$$H_\sim = \frac{N_1 I_1}{\pi (r_e + r_i)} \qquad (4)$$

în care L_1 este inductanţa înfăşurării secundare, în condiţiile în care înfăşurarea primară este parcursă de un curent continuu de intensitate I_0, C este capacitatea condensatorului din circuitul serie, f este frecvenţa la rezonanţă, iar h, r_e şi r_i sînt respectiv înălţimea, raza exterioară şi raza interioară ale probei magnetice toroidale.

In tabelul de mai jos indicăm rezultatele obţinute cu privire la dependenţa permeabilităţii reversibile a unor ferite mixte de nichel şi cobalt de intensitatea cîmpului magnetic.

Se constată că dependenţele obţinute corespund unor arce ale curbelor "fluture" caracteristice (fig.3).

Tab.1 - Dependenţa $\mu_{rev} = f(H_=)$ pentru ferite mixte Ni-Co

$H_= (\frac{A}{m})$	21,221	84,882	127,32	169,76	197,24
Ni-Co 60	50,1	46,3	37,7	32,6	28,4
Ni-Co 100	96,5	79,9	65,7	60,1	58,2

Dependenţe asemănătoare am obţinut pentru ferite Mn-Zn 1300 şi Mn-Zn 3000.

Tab.2 - Dependenţa $\mu_{rev} = f(H_=)$ pentru ferite Mn-Zn 1300

$H_= (\frac{A}{m})$	345	118	0	-46	-133	-330	-224	-80	-43	-9	0	43	214
μ_{rev}	199	405	536	548	453	225	289	449	497	536	540	553	333

Tab.3 - Dependenţa $\mu_{rev} = f(H_=)$ pentru ferite Mn-Zn 3000

$H_= (\frac{A}{m})$	380,5	185	0	-4,66	-7,9	-149	-378	-191	-68	0	4,66	32
μ_{rev}	83,5	228	2335	2754	2649	319	87	221	645	2352	2711	1318

Concluzii

1. Aparatul construit de noi determină permeabilitatea reversibilă a materialelor magnetice moi cu o precizie de aproximativ 5% (în unele intervale, chiar pînă la 2%). Acest lucru permite studiul caracteristicilor $\mu_{rev}=f(H, H_{max})$ pentru diferite materiale industriale (în particular, trasarea curbei "fluture"), problemă de interes tehnic.

2. Coroborarea rezultatelor obţinute în acest mod cu cele privind permeabilitatea diferenţială corespunzînd ramurilor de deşi remagnetizare ale ciclului histerezis, permite evaluarea ponderilor proceselor reversibile, respectiv ireversibile în magnetizarea dinamică de joasă frecvenţă a materialelor magnetice moi.

Bibliografie

1 A.R.von HIPPEL "Dielectric Materials and Applications", J.Wiley, New York, 1954.

2 P.A.MILES, W.P.WESTPHAL, A.R. von HIPPEL, Rev.Mod.Fiz., (7) 279 (1957).

3 A.KASSILIEV, Ann.Radioélectr., 12, 337 (1957).

4 D.IORDACHE, Bul.Inst.Politehn. Bucureşti, 29 (2) 25 (1967).

5 D.IORDACHE, L.DANIELLO, A.LUPASCU, Bul.I.P.B., S.Electr., 41 (3) 19-30 (1979).

6 D.IORDACHE, L.FRANGU, S.TEODORESCU, A.LUPASCU, L.BURILEANU, L.DANIELLO, Bul.Inst.Politehnic Bucureşti, S.Electrotehnică, în curs de apariţie 1984.

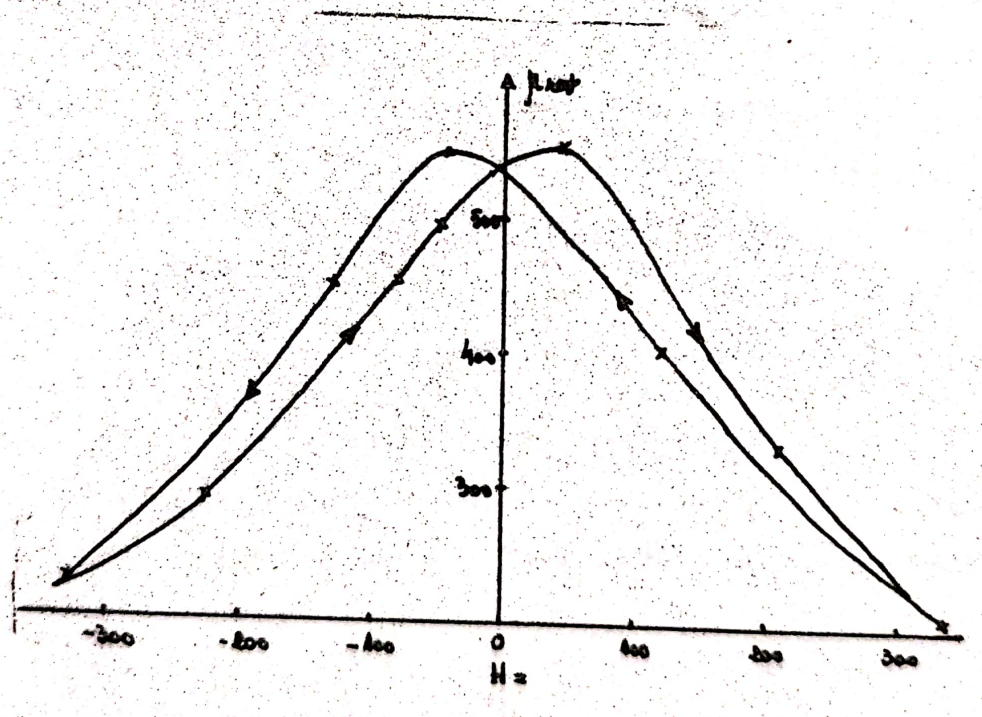


Fig. 3

MINIBIBLIOTECA DE PROGRAME DE CALCUL IN DOMENIUL FIZICII MATERIALELOR FERIMAGNETICE MOI

DAN IORDACHE, LUMINITA DANIELLO, LILIANA BURILEANU, VL. IANCU*

Rezumat

Sînt prezentate caracteristicile principalelor tipuri de programe de calcul incluse în minibibliotecă, avînd drept obiectiv: a) evaluarea parametrilor magnetici dinamici de joasă, respectiv înaltă frecvenţă, specifice materialelor magnetice moi; b) determinarea parametrilor corelaţiilor de tipurile Curie-Kittel, respectiv Curie-Néel, descriind dependenţa susceptivităţii de temperatură în zona tranziţiei feri→paramagnetic şi a parametrilor structurali care pot fi determinaţi din aceştia; c) determinarea parametrilor caracteristici dispersiei materialelor ferimagnetice.

Introducere

In cadrul catedrei de Fizică a Institutului Politehnic Bucureşti a fost elaborat şi construit un aparat destinat determinării principalilor parametri magnetici ai materialelor magnetice moi (permeabilitatea iniţială, tangenta unghiului de pierderi, parametrii ciclului histerezis, permeabilitatea reversibilă, temperatura Curie, ş.a.), aparatul fiind destinat învăţămîntului superior. Dată fiind complexitatea problemelor legate de o prelucrare riguroasă a rezultatelor experimentale rezultate, în paralel cu proiectarea şi construcţia acestui aparat a fost realizată şi o minibibliotecă de programe Fortran, destinate să simplifice calculul principalilor parametri magnetici dinamici şi să asigure - totodată - rigurozitatea necesară calculelor efectuate, prin utilizarea celor mai rafinate modele teoretice care conduc la soluţii calculabile.

Minibiblioteca de programe elaborate conţine programe destinate evaluării permeabilităţii iniţiale, tangentei unghiului de pierderi, parametrilor domeniului Rayleigh (al cîmpurilor magnetice slabe), parametrilor ciclului histerezis, precum şi programe destinate unor obiective speciale (cele permiţînd studiul corelaţiilor

* Prof.dr.; Sef lucr.dr.; Asist.fiz.; Asist.fiz., Catedra de Fizică a Institutului Politehnic Bucureşti.

susceptivităţii materialelor ferimagnetice moi cu temperatura, respectiv frecvenţa, în domeniul dispersiei permeabilităţii).

§1. Programe destinate determinării permeabilităţii iniţiale, tangentei unghiului de pierderi, parametrilor domeniului Rayleigh şi parametrilor ciclului histerezis dinamic

Programele elaborate se bazează pe ajustarea parametrilor unor funcţii "generatoare", exprimînd dependenţele de intensităţile momentană H şi maximă H_o ale permeabilităţii diferenţiale pe ramura de remagnetizare a ciclului histerezis [1]. Un exemplu de asemenea funcţie "generatoare" este cel dat în expresia:

$$\mu_{dr}(H,H_o)=\mu_o+\frac{M_s \operatorname{argth} k}{H_c}\cdot ch^{-2}\left[(\operatorname{argth} k)\left(\frac{H}{H_c}-1\right)\right]\cdot q(H)+p(H)\sum_{i,j=0}^{N}(-1)^{i}c_{ij}H^{i}H_o^{j} \qquad (1)$$

în care $p(H)=th\left(\frac{H_{tr}}{H-H_c}\right)$ şi $q(H)=1-p(H)$ reprezintă ponderile translaţiilor reversibile, respectiv translaţiilor ireversibile la magnetizarea dinamică de joasă frecvenţă, la intensitatea cîmpului magnetic momentan H, în cursul parcurgerii unui ciclu histerezis dinamic de amplitudine H_o (H_{tr} reprezintă "amplitudinea" domeniului predominanţei translaţiilor reversibile în magnetizarea dinamică de joasă frecvenţă).

Pentru ajustarea parametrilor funcţiei "generatoare" se impune descrierea cît mai exactă a rezultatelor măsurărilor efectuate prin expresiile teoretice ale:

a) inductanţei măsurate a înfăşurării unui tor circular cu secţiune dreptunghiulară:

$$L(I_e)=\frac{N^2 h}{T}\int_0^{T/2}\left[\int_{r_i}^{r_e}\mu_{dr}\left(\frac{N.I}{2\pi r},\frac{NI_o}{2\pi r}\right)\frac{dr}{r}\right]dt\,, \qquad (2)$$

b) rezistenţei pierderilor histerezis prin parcurgerea ciclului dinamic stabil:

$$R_h=\frac{4\pi h}{I_o^2 T}\int_{r_i}^{r_e} r\left\{\int_{-H_o}^{H_o}(B_d(H,H_o)-B_r(H,H_o))dH\right\}dr\,, \qquad (3)$$

c) valoarea maximă a tensiunii pe condensatorul de integrare (metoda curentului sinusoidal):

$$U_C=\frac{hS.N_s}{\tau}\int_{r_i}^{r_e}B_o(r).dr\,, \qquad (4)$$

d) valoarea efectivă a tensiunii induse în înfăşurarea secundară (metoda tensiunii sinusoidale):

$$e_{ef} = \frac{\sqrt{2}\,\pi\, h N_s}{T}\int_{r_i}^{r_e} B_o(r).dr \ , \qquad (5)$$

în care inducţiile corespunzînd ramurilor de de- şi remagnetizare ale ciclului histerezis dinamic sînt deduse din funcţia "generatoare" $\mu_{dr}(H,H_o)$ prin relaţiile:

$$B_d(H,H_o) = B_o - \int_H^{H_o} \mu_{dr}(-H,H_o).dH \ , \qquad (6)$$

$$B_r(H,H_o) = B_o - \int_H^{H_o} \mu_{dr}(H,H_o).dH \ , \qquad (7)$$

iar inducţia maximă $B_{o_{H_o}}(H_o)$ este determinată prin relaţia:

$$B_o(H_o) = \frac{1}{2}\int_{-H_o}^{H_o} \mu_{dr}(H,H_o).dH \ . \qquad (8)$$

§2. <u>Programe destinate studiului corelaţiilor descriind dependenţa susceptivităţii de temperatură în zona tranziţiei para—ferimagnetic şi a parametrilor structurali implicaţi</u>

Programele elaborate se bazează pe ajustarea parametrilor unei corelaţii rezultate din sinteza expresiilor Domb-Fisher 2 şi Curie-Néel:3 :

$$\frac{1}{\chi(T)} = \frac{1}{\chi(T_H)} + p(T).a(T-T_H)^b + q(T)\left[\frac{1}{\chi_o} + \frac{T}{C_m} - \frac{\sigma}{T-\theta_1}\right] \ , \qquad (9)$$

în care $p(T)=1-\exp(-\frac{A}{T-T_H})$, sau $p(T)=th(\frac{B}{T-T_H})$, $q(T)=1-p(T)$ (10) sînt ponderile asociate cuplajului de scurtă distanţă (Domb-Fisher), respectiv de lungă distanţă (Néel) a spinilor electronici la susceptivitatea magnetică în zona tranziţiei para→ ferimagnetic [4], iar T_H este temperatura Hopkinson a materialului (pentru care $\chi(T)$ este maximă). Desigur, o etapă prealabilă (aproximaţie de ordinul zero) în ajustarea parametrilor expresiilor (9)-(10) o constituie evaluarea parametrilor corelaţiilor Domb-Fisher, Curie-Kittel şi Curie-Weiss. In final, pe baza parametrilor evaluaţi vor putea fi calculaţi - prin programele de calcul elaborate - parametri structurali de interes fizic, precum constantele cîmpului molecular C_m, fracţiunile de ioni magnetici pe cele două subreţele ferimagnetice x_A şi x_B, şi alţii.

§4. Programe destinate studiului corelaţiilor descriind dependenţele de frecvenţă ale permeabilităţii iniţiale şi tangentei unghiului de pierderi în zona dispersiei permeabilităţii (complexe)

Pornind de la sinteza modelelor teoretice privind dispersia permeabilităţii magnetice [5] şi de la ipoteza noastră privind dependenţa de frecvenţă a coeficientului de vîscozitate al oscilaţiilor pereţilor Bloch de tipul [6]: $\gamma = \gamma_1 . f^n$, (11)

a fost elaborat un program de evaluare a parametrilor corespunzînd contribuţiilor proceselor de oscilaţie a pereţilor domeniilor, respectiv mişcării de rotaţie a spinilor, la susceptivitatea complexă, în domeniul dispersiei acesteia:

$$\chi^{-1} = \frac{K_o f_o^2}{f_o^2 + i\gamma . f - f^2} + \frac{K}{1+(if/f_1)^\theta} \quad . \qquad (12)$$

După determinarea frecvenţelor de rezonanţă f_o, de relaxare f_1, a contribuţiilor K_o şi K ale celor două procese indicate mai sus la susceptivitatea magnetică statică (prin extrapolare, pentru f=0), ca şi a parametrilor n, γ_1 şi θ, pot fi determinaţi o serie de alţi parametri structurali implicaţi în modelele teoretice ale dispersiei materialelor ferimagnetice.

BIBLIOGRAFIE

1. D. IORDACHE, L. FRANGU, S. TEODORESCU, A. LUPASCU, L. BURILEANU, L. DANIELLO, Buletinul Institutului Politehnic Bucureşti, S. Electr., în curs de publicare (1984).

2. a) C. DOMB, M. F. SYKES, Proc. Rpy. Soc., A, 240, 214 (1957); J. Math. Phys., 2, 63 (1961); Phys. Rev., 128, 168 (1962); b) M. E. FISHER, Physica, 25, 521 (1959).

3. L. NÉEL, Ann. de Phys., 3, 137 (1948).

6. L. DANIELLO, D. IORDACHE, I. M. POPESCU, I. SOCOL, D. POPESCU, Rev. Roum. Phys., 25(2) 193 (1980).

4. L. DANIELLO, D. IORDACHE, I. M. POPESCU, L. POPA, V. IANCU, R. PAPADOPOL, Bul. I.P.B., S. Electr., 44(1) 23 (1982).

5. Y. NAITO, Trans. IECE, 56C, 118 (1973); ibid., 59 C, 297 (1976).

FERITE DE CUPRU OBȚINUTE PRIN METODE NECONVENTIONALE

ADRIANA CONȚESCU[+)], LUMINIȚA PATRON[++)],
N. STĂNICĂ[+++)], E. SEGAL[x)] și V. MINCU[xx)]

Se prezintă aplicarea metodei de feritizare pe cale umedă în sistemele ce conțin Fe(II) sau Fe(III) și Cu(II). Feritele astfel obținute sînt caracterizate prin difracția razelor X și prin magnetizarea de saturație.

Introdusă de cercetătorii japonezi în urmă cu un deceniu, la primul Congres Internațional de Ferite de la Tokyo, metoda de sinteză a feritelor spinelice în soluție apoasă a cîștigat tot mai mult teren, fiind studiată atît din punct de vedere teoretic, cît și practic [1-4].

Principiul metodei constă în precipitarea feritelor spinelice din soluția apoasă conținînd ionii Fe^{2+} sau Fe^{3+} și alți ioni M^{2+}. pH-ul de precipitare se realizează prin adăugarea unor baze (NaOH, KOH, NH_4OH). Oxidarea suspensiei are aloc cu aer la temperaturi mai mari de 50°. Formarea feritelor în aceste sisteme nu este o reacție tipică în fază solidă, datorită existenței hidroxo-complecșilor solubili în apă. Acest mecanism poate fi asimilat de fapt cu unul dintre mecanismele de îmbătrînire a precipitatelor de hidroxizi.

Această metodă de sinteză s-a extins în special pentru obținerea feritelor mixte M^{II}-Zn (M^{II} = Mn, Ni, Mg, Cu, Co) și a celor de Cd și Zn.

+) cerc. st., ++) cerc. pr. dr., +++) fizician, ICECHIM, Centrul de Chimie Fizică, București; x) prof. dr. doc., xx) conf. dr., Facultatea de Utilaj Chimic, Institutul Politehnic București.

Procedeul pe cale umedă nu este semnalat în literatură pentru obţinerea feritei simple de Cu(II), care face parte din categoria feritelor moi.

Cealîi [5] este singurul care a încercat să obţină această ferită prin precipitarea simultană a hidroxizilor de Fe(III) şi Cu(II) şi îmbătrînirea precipitatului prin fierbere timp îndelungat. Ferita de cupru astfel obţinută are parametrul de reţea a = 8,39 Å, dar o magnetizare de saturaţie foarte scăzută (8,8 $Gs/cm^3.g$).

In această comunicare sînt prezentate rezultatele colectivului nostru asupra formării $CuFe_2O_4$ prin procedeul de feritizare pe cale umedă. S-au folosit ambele variante ale acestui procedeu. In scopul stabilirii rolului intermediarilor, complecsi polinucleari, s-a urmărit, în ambele variante, şi influenţa prezenţei unui agent complexant.

In soluţiile sistemelor studiate - Fe(III)-Cu(II); Fe(II)-Cu(II) - la precipitarea cu hidroxizi alcalini se formează ferita de cupru cubică, amestec de fază cristalină şi fază amorfă. Imbunătăţirea caracteristicilor acestei ferite se realizează printr-un tratament termic adecvat (calcinare la 900°, o oră şi răcire bruscă)(Tabelul 1, probele 13a şi 14a).

Din sistemul Fe(II)-Cu(II), folosind ca agent de precipitare NH_4OH, s-a reuşit precipitarea direct în mediul de reacţie a unei ferite de cupru cu structură tetragonală (Tabelul 1, proba S19).

Menţionăm că în prezenţa agentului complexant s-au obţinut ferite cu caracteristici (diagrame de raze X şi magnetizare de saturaţie) superioare; constanta de reţea, în general mai mare, poate fi datorată prezenţei urmelor de ioni Na^+.

Tabelul 1 Caracteristicile unor probe reprezentative de ferită de cupru obtinute pe cale umedă

Proba	Sistemul	Condiţii de reacţie	Tratament termic	Parametri de reţea (Å)	Magnetiz. de satur. (Gs/Cm³g)	Structură
13a	Fe^{III}-Cu^{II}	100°/1 h NaOH	900°/0,5h	a=8,38	41	C
14a	Fe^{II} -Cu^{II}	100°/1 h NaOH CH_3COOH	900°/1 h	a=8,46	40	C
S19	Fe^{II} -Cu^{II}	soluţii încălzite NH_4OH	-	a=8,32 c=8,61 c/a=1,03	25	T

C = structură cubică; T = structură tetragonală

In scopul de a studia în ce măsură poate fi generalizată metoda de feritizare pe cale umedă şi pentru feritele mixte de cupru, cercetarea a continuat cu obţinerea feritelor

$$Cu_{1-x}M^{II}_xFe_2O_4 \quad \text{unde } M^{II} = Zn, Cd.$$

Prezenţa zincului şi cadmiului a condus la stabilizarea, direct în mediul de reacţia, a unor ferite spinelice bine cristalizate.

BIBLIOGRAFIE

1. T. SATO, C. KURODA şi M. SAITO, Proceedings of the International Conference, Ferrittes, 1970, Japan, (p. 72).
2. T. TAKADA şi M. KIYAMA, Proceedings of the International Conference, Ferrittes, 1970, Japan, (p. 69).

Scanned with OKEN Scanner

3. T. TAKADA, Proceedings of the International Conference, Ferrittes 3, Center for Academic Publications, Japan, Tokyo, 1982 (p. 3).

4. M. J. RUTHNER, Proceedings of the International Conference, Ferrittes 3, Center for Academic Publications, Japan, Tokyo, 1982 (p. 64).

5. V. P. Cealii, E. M. Lukacina, Neorg. Mat., 4 (2), 237 (1968).

Scanned with OKEN Scanner

ASUPRA ORDONARII DIRECTIONALE IN DOMENIUL II LA FERITELE MIXTE LI-FE

de

ELENA MOLDOVANU+

Rezumat

In lucrare sînt corelate rezultatele obţinute în studiul dezacomodării permeabilităţii iniţiale în funcţie de temperatură D(T) şi a anizotropiei induse în domeniul II la feritele $Li_xFe_{3-x}O_{4+\gamma}$ [1]. Interpretarea rezultatelor în cadrul teoriei Néel, cu un model de perechi, model simplu statistic, arată o concordanţă parţială cu funcţia de probabilitate. Ionii Fe^{2+} au un rol însemnat, amplitudinea fenomenului II depinzînd însă şi de natura altor cationi prezenţi în ferite.

Spectrele de temperatură ale dezacomodării D(T) indică domeniile de temperatură în care se manifestă fenomenele de ordonare direcţională şi numărul acestora [2,3]. O imagine mai clară asupra fenomenelor de ordonare şi a naturii configuraţiilor de ioni care se ordonează o oferă anizotropia indusă [4]. Studierea comparativă a celor două mărimi [5] şi a dependenţei lor de diferiţi factori permite interpretarea rezultatelor experimentale în cadrul teoriei Néel.

In lucrare se discută dependenţa anizotropiei induse şi a dezacomodării în domeniul II de compoziţie şi de concentraţia ionilor Fe^{2+} dozaţi chimic, la feritele mixte Li-Fe. Rezultatele sînt interpretate cu un model de perechi, model simplu statistic.

Dr. ELENA MOLDOVANU, c.p.III, C.F.T. Iaşi

Scanned with OKEN Scanner

Spectrele de temperatură ale dezacomodării la feritele Li-Fe, obţinute prin metoda ceramică [5], prezintă un pronunţat fenomen II . Maximul II se deplasează spre temperaturi înalte pe măsură ce concentraţia litiului creşte şi nu depinde sensibil de gradul de oxidare (γ), indicînd difuzia ionilor de litiu.

Rezultatele obţinute în studiul spectrelor de dezacomodare în domeniul II, la feritele $Li_xFe_{3-x}O_{4+\gamma}$ sînt sintetizate în dependenţa de compoziţie(x) a mărimii $D^{II}_{max}/\chi(t_1)$ (fig.1, curba D); D^{II}_{max} reprezintă valoarea maximului dezacomodării fenomenului II, iar $\chi(t_1)$ susceptibilitatea la momentul de măsură t_1 [5] Această mărime , în condiţiile din lucrările [4,6], este proporţională cu energia de stabilizare W_o, caracteristica principală a fenomenului de dezacomodare : $W_o \approx$ const. $D^{II}_{max}/\chi(t_1)$. Variaţia acestei mărimi în funcţie de concentraţia ionilor de litiu (x) prezintă un maxim pentru $0,3 \leqslant x$.

Anizotropia indusă măsurată în domeniul II, atît în regim izotermic K_u^{izot}, cît şi în stare îngheţată K_u^{amb}, în funcţie de compoziţie (x) prezintă o alură asemănătoare, Reprezentarea grafică a mărimii:

$$K^{amb}_{u\ calc} = \frac{(K_u^{amb})^2}{K_u^{izot}} \cdot \frac{T_t}{T_m}$$

în funcţie de compoziţie (x) (curba K_u), dedusă (în condiţiile unui tratament infinit lung şi pentru variaţia aproximativ liniară a anizotropiei induse în funcţie de temperatură) şi calculată [5] , are maximul în acelaşi domeniu de compoziţie şi alură similară curbei $D^{II}_{max}/\chi(t_1)$.

Fenomenul II care apare la magnetită a fost explicat de Braginski [3] prin ordonarea perechilor de ioni feroşi, prin intermediul vacanţelor cationice, iar Iida şi Iizuka [7], au arătat

că anizotropia indusă este cauzată de impurităţile de cobalt.

La feritele Li-Fe atît dezacomodarea cît şi anizotropia indusă variază cu concentraţia ionilor de litiu, arătînd că pe lîngă efectul impurităţilor de cobalt, ionii de litiu participă la fenomenul II de ordonare direcţională.

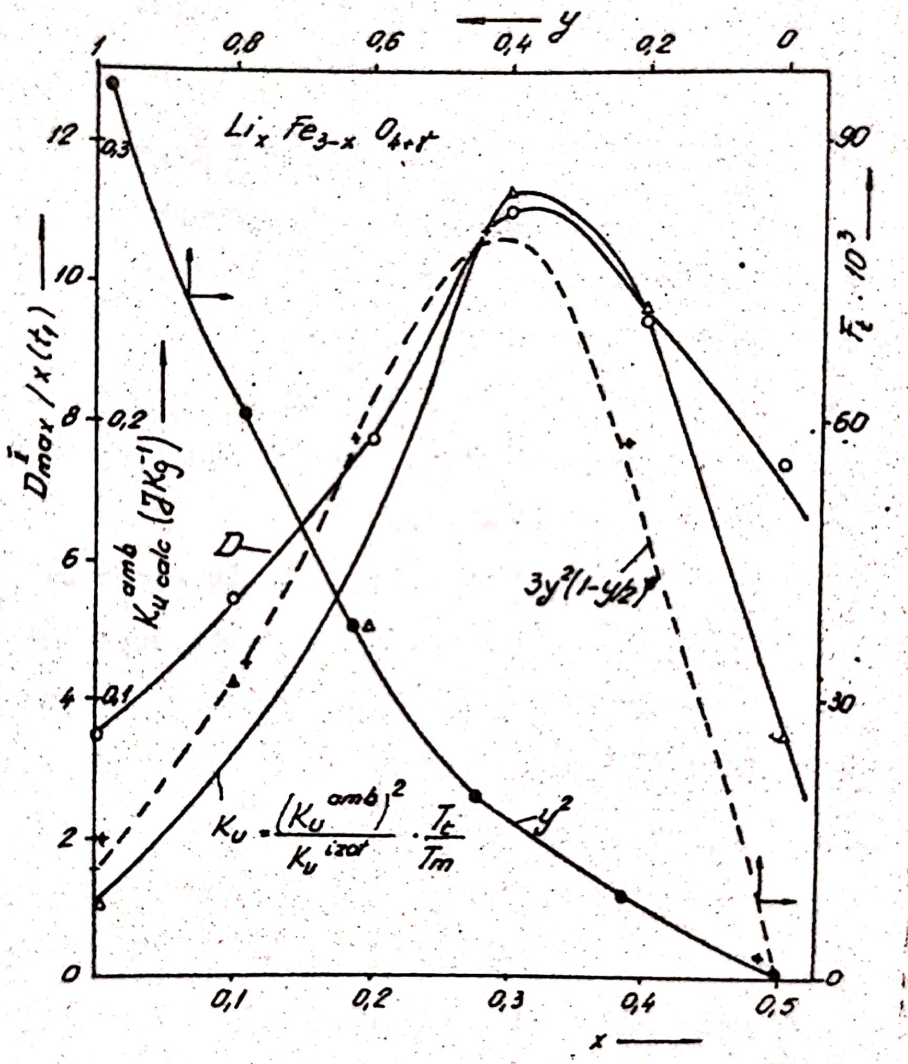


Fig. 1. Dependenţa de concentraţia ionilor de litiu a raportului $D^{II}_{max}/\chi(t_1)$ (curba D) şi a anizotropiei $K_u^{amb}{}_{calc}$ (curba K_u). Valorile teoretice (curba punctată) şi experimentale ale funcţiei $F_t = 3y^2(1-y/2)^8$ (+) în funcţie de concentraţia ionilor Fe^{2+} dozaţi chimic (y).

Pentru explicarea rezultatelor experimentale există două posibilităţi: a) ionii de litiu formează configuraţii anizotrope şi b) ionii de litiu ocupă locuri pe care tind să se orienteze alte configuraţii, de exemplu ionii Fe^{2+}. Prima ipoteză este satisfăcută de datele experimentale pentru $X \leq 0,3$ şi contrazisă de datele pentru $x > 0,3$.

Rezultatele obţinute în studiul dezacomodării şi al anizotropiei induse în funcţie de compoziţie se pot interpreta în cadrul teoriei Néel [4], cu un model de perechi [3]. Aceasta înseamnă că dacă cantitatea de Fe^{2+} pe unitatea de formulă este y şi fracţiunea molară de ioni Fe^{2+} pe locurile B este y/2, dacă se admite un model de perechi, D şi K_u trebuie să fie proporţionale cu y^2 pentru y mic, ca în cazul feritelor Ni-Fe, [5,8].

Cantitatea ionilor Fe^{2+} (y) conţinuţi în feritele Li-Fe [5] s-a determinat prin metoda de atac cu acid fosfomolibdenic [2] (Tabelul 1). Ea concordă cu valoarea magnetizării la saturaţie σ_s, în cîmp de 10 kOe , la T = 77 K.

Tabelul 1

Compoziţie	Fe^{2+} (y) mol	σ_s($Gscm^3/g$)
$Li_{0,5}Fe_{2,5}O_{4+\gamma}$	0,0292	68,5
$Li_{0,4}Fe_{2,6}O_{4+\gamma}$	0,2268	77,2
$Li_{0,3}Fe_{2,7}O_{4+\gamma}$	0,442	84,3
$Li_{0,2}Fe_{2,8}O_{4+\gamma}$	0,625	88,3
$Li_{0,1}Fe_{2,9}O_{4+\gamma}$	0,785	90,3
$Fe_3O_{4+\gamma}$	0,98	95

Dependenţa anizotropiei induse K_u de concentraţia ionilor Fe^{2+} $Ku \approx y^2$ (calculată cu valorile reale) este complet diferită de dependenţa experimentală.

Se poate obţine o aproximaţie mai bună dacă se face un raţionament [9], în cadrul unui model simplu probabilistic. Se consideră că un loc octaedric particular (B) este ocupat de un ion feros. Probabilitatea ca unul din cele 6 locuri B vecine să fie ocupat de un ion feros este $6y/2.0$ pereche de ioni feroşi are 8 locuri B vecine, care nu sînt ocupate de ioni feroşi. Numărul de perechi Fe^{2+}-Fe^{2+} pe unitatea de formulă este $F_t = 3y^2(1-y/2)^8$. Maximul funcţiei are loc pentru $y=0,4$ valoare care corespunde la aproximativ 10 % în greutate Fe^{2+}. Funcţia teoretică F_t prezintă variaţia din figură (curba punctată) şi valorile ei obţinute cu cantităţile reale de Fe^{2+} din feritele $Li_xFe_{3-x}O_{4+\gamma}$, reprezentate prin cruciuliţe, au valorile apropiate de valorile teoretice ale funcţiei F_t.

Dependenţele $D^{II}_{max}/\chi(t_1)$ şi K_u de compoziţie şi F_t de concentraţia ionilor Fe^{2+} sînt asemănătoare, arătînd însă numai o concordanţă parţială între ele.

Fenomenul II se poate explica unitar presupunînd o dependenţă indirectă a energiei elementare de anizotropie w, de concentraţia ionilor Fe^{2+} [5].

Ionii Fe^{2+} au un rol însemnat , amplitudinea fenomenului de ordonare direcţională în domeniul II depinde însă şi de natura altor cationi prezenţi în ferită.

BIBLIOGRAFIE

1. ELENA MOLDOVANU, GH.MAXIM şi E.LUCA, Phenomenes d'ordre directionnel dans les ferrites Li-Fe, An.st.Univ. A.I.Cuza, sect.I Fizică, tom XVIII, fasc. 2 , 171-176 (1972)
2. TH.MERCERON, Contribution a l'etude de trenage magnetique de diffusion dans les ferrites,(teză) , Ann. Phys. (France), t.10. 121-153 (1965)

3. A. BRAGINSKI, Magnetic after-effects in iron-rich ferrites containing vacancies, Phys. Stat. sol.11,603-616 (1965)

4. L.NÉEL, Anisotropie magnétique superficielle et surstructure d'orientation, J. Phys. Rad. vol. 15, 225-236 (1954)

5. ELENA MOLDOVANU, Fenomene de ordonare direcțională la ferite, teză de doctorat, 1982, Iași.

6. V. PETRESCU și GH. MAXIM, The cobalt ion influence on the iron rich ferrites, Rev, Roum.Phys, tom 14, nr. 1. 17-24 (1969)

7. S. IIDA și T. IIZUKA, Cobalt impurity, cation vacancies and the magnetic relaxation of magnetite, J. Phys. Soc. Japan vol. 23, nr.2. 185-188 (1967)

8. M.L.CRAUS, GH.MAXIM și E.LUCA, L'influence de la concentration des ions Fe^{2+} sur l'anisotropie induite par l'ordre directionnel des ions de sous-réseau octaédrique, C.R. Acad. Sc. Paris, t.273. B623-626 (1971)

9. J.E. Knowles, Magnetic after-effects in ferrites substituted with titanium, Philips Rec. Rep. vol. 29, nr.2, 93-118 (1974)

Scanned with OKEN Scanner

OXIZI MICSTI DE TIP PEROVSKIT OBTINUTI PRIN DESCOMPUNEREA TERMICA A COMBINATIILOR COMPLEXE

P.SPACU[+], S.PLOSTINARU[++], L.PATRON[++], A.CONTESCU[X], D.CRISAN[X] si N.STANICA[XX]

Lucrarea prezintă rezultatele cercetării întreprinse în scopul obţinerii oxizilor micsti de tip perovskit, ABO_3, unde $A=Ln^{III}$, iar $B=Co^{III}$, folosind ca precursori combinaţii complexe mixte conţinînd Ln^{III} si Co^{II} cu diferiţi liganzi organici.

In ultima vreme studiul oxizilor micsti cu structură de perovskit a prezentat un interes deosebit atît sub aspect teoretic, datorită proprietăţilor lor fizice (piezoelectricitate, piroelectricitate, magnetism, efecte electrooptice) cît si practic, datorită posibilităţii de aplicare în diferite domenii , cel mai interesant la ora actuală fiind utilizarea lor în procese catalitice.

Acesti oxizi izomorfi au formula generală, ABO_3 ,

+ - Prof.Dr.Doc., Institutul Politehnic Bucuresti
++ - Cerc.princ.III, doctor, Centrul de chimie fizică-ICECHIM
x - Cerc.st., Centrul de chimie fizică - ICECHIM
xx - fizician, Centrul de chimie fizică - ICECHIM

unde A este un ion mare cu stratul d ocupat,iar B un ion metalic tranziţional.Cei mai cunoscuţi sînt perovskiţii în care $A=Ln^{III}$,iar $B=Fe^{III},Co^{III},Ni^{III},Mn^{III}$ etc.

Oxizii conţinînd Co^{III} de tipul $LnCoO_3$ şi $Ln_{0,8}Sr_{0,2}CoO_3$ au fost testaţi drept catalizatori în reacţiile de oxido-reducere şi de depoluare.

In literatura de specialitate sînt menţionate o serie de metode de obţinere a cobaltitei de lantanide , clasic - metoda ceramică [1,2] -,neconvenţional - metoda descompunerii combinaţiilor complexe [3,4] , metoda coprecipitării şi arderii ulterioare a produsilor obţinuţi [5] , metoda exploziei [6] .

Metodele neconvenţionale prezintă o serie de avantaje printre care obţinerea oxizilor la temperaturi mult mai joase şi timp de calcinare redus.

Ţinînd seama de importanţa acestor tipuri de oxizi ne-am propus un studiu asupra posibilităţii de obţinere a perovskiţilor de forma $LnCoO_3$, în care Ln^{III}= La,Pr,Nd,Sm, Eu,Gd,Dy,Ho,Er şi Tb,folosindu-se precursori combinaţii complexe mixte conţinînd ionii Ln^{III} şi Co^{II}.

Pe baza rezultatelor obţinute se propun,pentru combinaţiile complexe mixte,următoarele formule :

$$[LnCo(Sal)_4(OH)] \cdot 4H_2O$$

unde Ln^{III}= La,Pr,Nd,Sm,Gd

Sal = acidul salicilic

CERCETARI PRIVIND CRISTALIZAREA UNOR FERITE DIN MASA AMORFA

N.REZLESCU, E.REZLESCU, H.CHIRIAC, M.L.CRAUS, E.CRETU, Centrul de Fizică Tehnică Iaşi

Cinetica cristalizării sticlelor oxidice metastabile a început să-i preocupe pe cercetători în ultimul timp, atît prin modificările structurale şi magnetice interesante care se obţin, cît şi prin posibilitatea realizării unor materiale cu proprietăţi magnetice dorite /1-6/.

In cele ce urmează, se prezintă rezultatele obţinute privind cristalizarea prin tratamente termice a unei ferite ferimagnetice într-o masă sticloasă formată din oxizi, în care componentul principal este Fe_2O_3. Pentru experimente s-au folosit doi compuşi oxidici ternari: Fe_2O_3-Li_2O-B_2O_3 şi Fe_2O_3-BaO-B_2O_3. Oxidul de bor este utilizat ca agent de vitrificare întrucît, pe de o parte, are punctul de topire scăzut (circa 540°C) şi deci favorizează topirea amestecului de oxizi la temperatură joasă şi, pe de altă parte, îndeplineşte condiţiile impuse de formarea fazei amorfe /7/: valenţa cationului ≤ 3, raza cationului $\leq 1{,}5$ Å şi electronegativitatea între 1,8 şi 2,1.

Ca materii prime s-au utilizat H_3BO_3, Li_2CO_3, Fe_2O_3 şi $BaCO_3$, toate de înaltă puritate.

Pentru obţinerea probelor în stare necristalină s-a folosit tehnica răcirii ultrarapide a amestecului topit, descrisă în /8/. Această tehnică implică două etape principale: a) omogenizarea amestecului, mai întîi în stare solidă într-o moară cu bile şi apoi în stare lichidă, prin topire în creuzet de platină şi menţinerea topiturii timp de cîteva ore la o temperatură superioară temperaturii de topire; b) răcirea rapidă în aer a

topiturii de la această temperatură ridicată pînă la temperatura camerei între doi cilindri rotitori din cupru. Acest dispozitiv realizează o viteză foarte mare de răcire,(aprox. 10^5 grad/s), condiţie esenţială pentru formarea stării necristaline, amorfe.

Probele obţinute au formă de fîşii scurte; la grosimi mici (sub 0,1 mm) ele sînt transparente.

Amorficitatea structurală a fost analizată prin difracţie de raze X, folosind o cameră Debye-Scherrer şi radiaţia Fe Kα.

Probele au fost supuse la tratamente termice succesive în aer. Modificările de structură survenite în urma acestor tratamente au fost urmărite prin studii de difracţie cu raze X şi prin măsurători de magnetizare. Magnetizarea s-a măsurat cu un magnetometru cu probă vibrantă în cîmp de 8,8 KOe.

Rezultate experimentale

Prin difracţia razelor X s-a constatat că proba cu litiu este în totalitate necristalină, difractograma prezentînd un maxim foarte larg caracteristic stării dezordonate structural. In schimb, în compusul cu bariu s-au identificat urme de cristaliţi în masa sticloasă.

Supunînd proba cu litiu la tratamente termice succesive în aer (între 200 şi 770°C) cu durata de 3 ore pentru fiecare tratament, s-a constatat prin difracţie apariţia cristaliţilor de ferită de litiu ($LiFe_5O_8$) începînd cu temperatura de 430°C. Calculînd după fiecare tratament dimensiunea cristaliţilor cu formula lui Scherrer /9/ aplicată pentru linia (311) a feritei de litiu, s-a constatat o creştere a acesteia cu creşterea temperaturii de tratament (fig.1).

Cristalizarea fezei ferimagnetice în masa amorfă a fost confirmată şi de măsurători magnetice. Astfel, măsurînd variaţia

magnetizării cu temperatura în regim dinamic, la o probă netra-

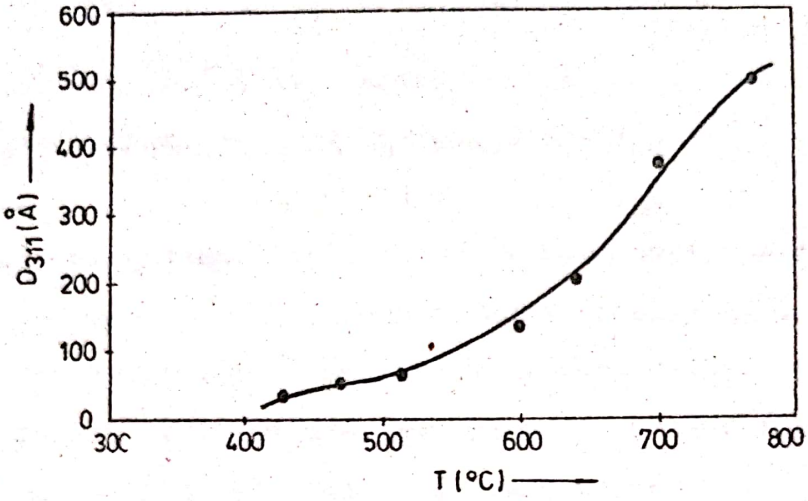


Fig. 1.

tată termic şi care este paramagnetică, s-a constatat o creştere bruscă a magnetizării la circa 515°C (fig.2), care marchează

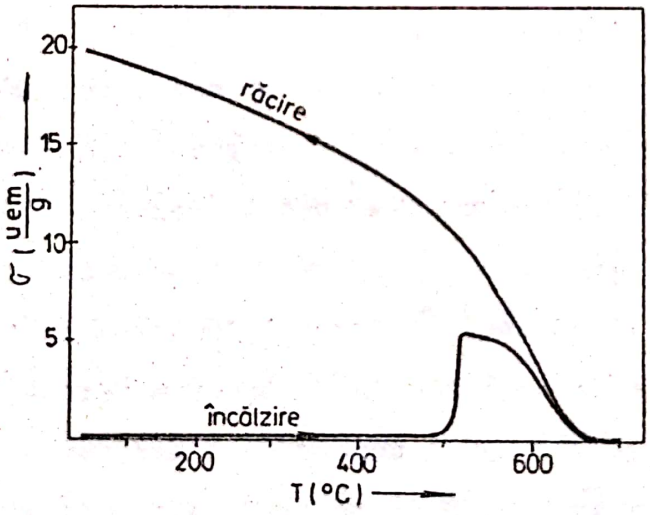


Fig. 2.

apariţia fazei magnetice. La creşterea în continuare a temperaturii, magnetizarea începe să scadă după o curbă caracteristică unui ferimagnetic, pentru ca la circa 660°C proba să devină din nou paramagnetică. Diferenţa între această temperatură de cristalizare (515°C) şi cea obţinută prin tratament termic de 3 ore

(430°C) se poate explica prin variaţia foarte rapidă a temperaturii în cazul măsurării magnetizării, ceea ce conduce la o întîrziere aparentă a cristalizării.

Temperatura Curie (aprox. 660°C) determinată din această curbă este foarte apropiată ca valoare de cea a feritei de litiu (670°C), ceea ce confirmă cristalizarea feritei de litiu în masa sticloasă.

Trasînd curba $\sigma = f(T)$ în cazul răcirii aceleiaşi probe de la 770°C (fig.2), se constată apariţia unei magnetizări mult mai mari decît în procesul de încălzire, care se poate explica prin creşterea cantităţii de ferită de litiu cu creşterea temperaturii.

Pe probele tratate termic la temperaturi mai mari de 430°C (începutul cristalizării fazei magnetice) s-au trasat curbele de variaţie a magnetizării în funcţie de cîmpul magnetic la temperatura camerei şi s-au obţinut curbe neliniare, specifice feritelor moi (fig.3).

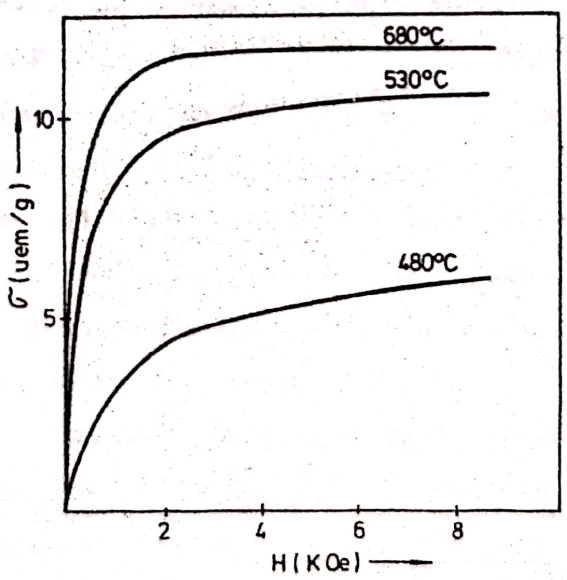


Fig. 3.

Se remarcă o creştere importantă a valorii magnetizării la saturaţie cu creşterea temperaturii de tratament termic.

In figura 4 este reprezentată dependenţa magnetizării, măsurată în cîmpul maxim de 8,8 KOe, de temperatura tratamentului termic. Se observă creşterea spectaculoasă a magnetizării la tratamente termice între 450 şi 550°C, creştere explicată prin cristalizarea feritei de litiu. La temperaturi mai mari magnetizarea tinde către o valoare constantă, probabil datorită cristalizării întregii cantităţi de ferită.

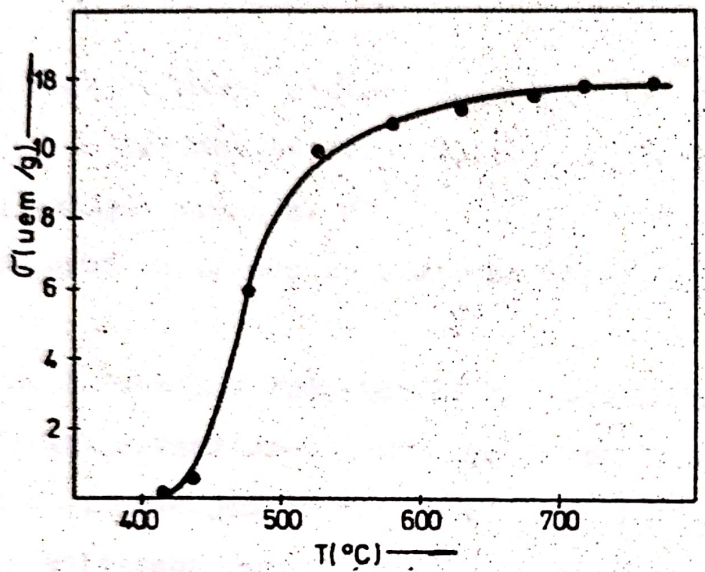


Fig. 4.

Raportînd valoarea magnetizării măsurată la 8,8 KOe şi temperatura camerei după fiecare tratament termic, la valoarea obţinută după tratamentul la 775°C cînd se poate presupune că toată ferita a cristalizat, se poate evalua procentul de ferită cristalizată în probă după fiecare tratament termic (fig.5).

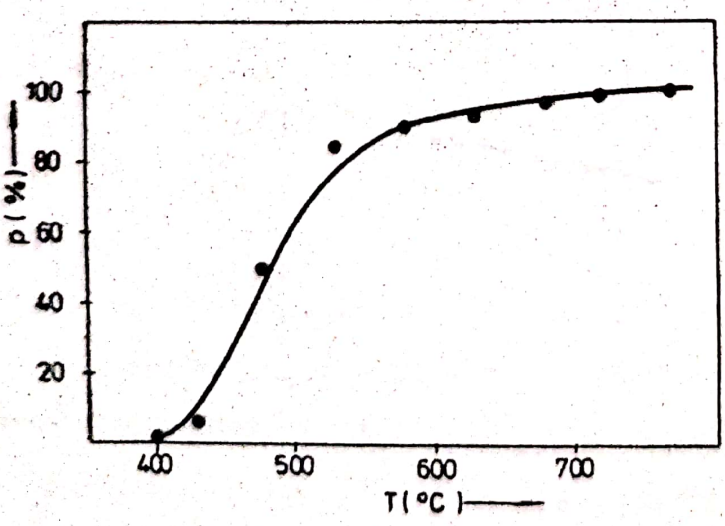


Fig. 5.

In cazul celei de a doua probe, cu oxid de bariu, prin difracţia razelor X s-au detectat urme de cristaliţi formaţi probabil în timpul răcirii topiturii, ceea ce ne face să presupunem că viteza de răcire pe care o realizează dispozitivul nostru nu este suficientă pentru obţinerea stării amorfe.

Totodată, proba cu bariu prezintă şi o slabă magnetizare. Trasînd curba de variaţie a magnetizării cu temperatura în procesul de încălzire (fig.6), se observă o scădere aproape liniară a magnetizării pînă la circa 465°C, după care proba devine paramagnetică.

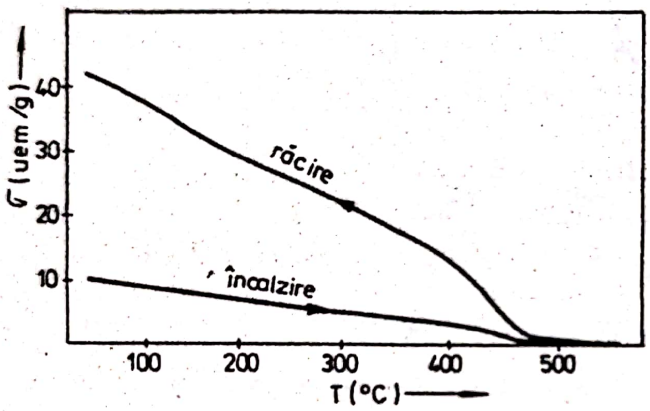


Fig. 6.

Temperatura Curie determinată din această curbă (circa 465°C), atestă faptul că faza magnetică existentă iniţial în probă este hexaferită de bariu, care are temperatura Curie de 450°C.

In cazul răcirii probei de la circa 800°C se constată, ca şi la proba cu litiu, apariţia sub temperatura Curie a unei magnetizări mult mai mari decît în procesul încălzirii (fig.6). Acest lucru ar putea fi explicat prin cristalizarea masivă a feritei de bariu la temperaturi superioare punctului Curie, spre deosebire de proba cu litiu în care cristalizarea avea loc sub punctul Curie.

Aplicînd probei cu oxid de bariu tratamente termice succesive în aer, între 200 şi 800°C, cu durata de o oră, s-a obţinut o magnetizare (la H = 8,8 KOe) aproximativ constantă pînă la 550°C, după care aceasta prezintă o creştere marcantă, explicată

prin cristalizarea hexaferitei de bariu (fig.7). Măsurătorile de difracţie cu raze X au confirmat rezultatele măsurătorilor magnetice şi anume că procesul de cristalizare a feritei de bariu nu se produce la temperaturi sub 500°C.

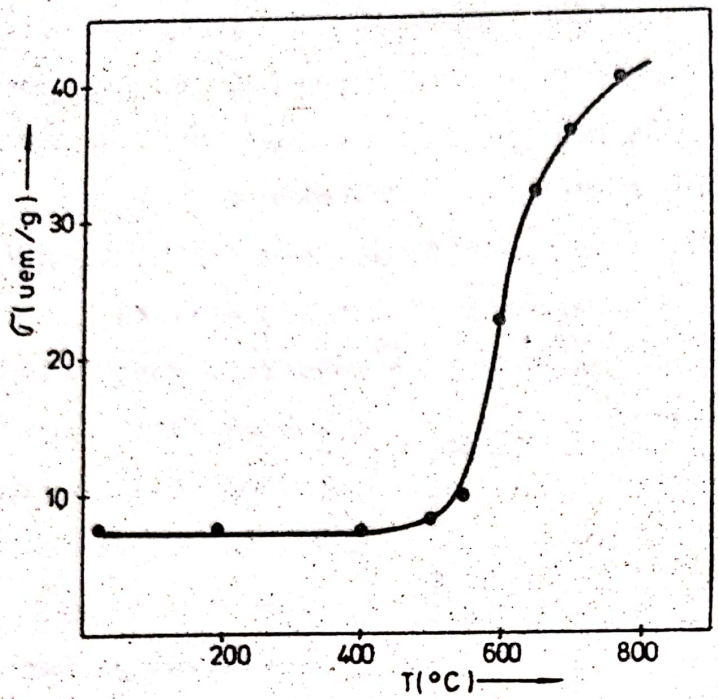


Fig. 7.

Studiul cristalizării prin tratamente termice a unei faze magnetice în sticle oxidice care conţin oxid de fier conduce la o concluzie foarte promiţătoare şi anume că prin acest proces de cristalizare termică controlabilă s-ar putea obţine materiale vitroceramice cu proprietăţi magnetice dorite.

BIBLIOGRAFIE

1. C.CHAUMONT, J.BOISSIER, J.C.BERNIER, Rev.Int.Hautes Temp. Refract.,15, 23 (1978).
2. C.CHAUMONT, J.C.BERNIER, J.Sol.St.Chem., 38, 246 (1981).
3. C.CHAUMONT, J.C.BERNIER, J.de Phys., Colloque C9, 43 S,(1982).
4. C.CHAUMONT, J.C.BERNIER, Sol.St.Comm. 49, 241 (1983).
5. H.LAVILLE, J.C.BERNIER, J.Mag.Mag.Mat.,15-18, 193 (1980).
6. J.B.MONTEIL, L.PADEL, J.C.BERNIER, J.Sol.St.Chem.,25,1 (1978).
7. J.E.STANWORTH, J.Am.Cer.Soc., 54, 61, (1971).
8. N.REZLESCU şi alţii-Raport tehnic la contractul nr.111/1981, beneficiar CSEN, faza 1982.
9. A.GUINIER -"Theorie et Technique de la Radiocritallographie" Dunod Paris, p.464(1955).

Scanned with OKEN Scanner

SUPERPARAMAGNETISMUL PARTICULELOR DE FERITA DE MANGAN PRECIPITATE INTR-O MATRICE NEMAGNETICA

E.HANGA*, M.MORARIU**, E.TATARU***, I.BIRIS****

Studiul comportării magnetice a sistemului vitros complex $SiO_2.Li_2O.Fe_2O_3.MnO$ s-a făcut atît prin măsurători de magnetizare specifică cît şi prin efect Mössbauer, datele obţinute fiind corelate cu rezultatele studiilor de structură efectuate prin microscopie electronică şi electronografie. Au fost astfel puse în evidenţă particule fine de ferită de mangan precipitate în matricea de sticlă de siliciu şi litiu, particule care au o comportare superparamagnetică.

1. Introducere

In cadrul teoriei micromagnetismului elaborată de către Brown [1], [2], s-a dat pentru prima dată o descriere riguroasă a magnetizării particulelor magnetice fine. Dezvoltarea ulterioară a acestei teorii a dus la concluzia că există trei tipuri de structuri pentru particulele magnetice fine: structura multidomenială, structura monodomenială şi structura superparamagnetică.

Dacă ne referim la eşantioane fero- sau ferimagnetice masive cum sînt cele cu care avem de-a face în practica obişnuită, acestea conţin de regulă un număr foarte mare de domenii de magnetizare spontană. Micşorînd dimensiunile eşantionului masiv, acesta poate deveni treptat comparabil cu dimensiunile de echilibru ale domeniului magnetizării spontane, ajungîndu-se într-un stadiu în care este mai favorabil din punct de vedere energetic ca întregul volum al eşantionului să fie ocupat de un singur domeniu, luînd astfel naştere o stare monodomenială.

Dacă particula monodomenială este destul de mică dar continuă să-şi păstreze magnetizarea spontană, fluctuaţiile termice pot face ca direcţia momentului ei magnetic $\bar{M}_p$ să sufere rotaţii de tip brownian, Neél [3] fiind primul care a stabilit condiţiile în care un ansamblu de astfel de particule pot ajunge la echilibru termic într-un timp dat. Comportarea magnetică a unui ansamblu de astfel de particule

* Şef lucrări fizician, Institutul politehnic Cluj-Napoca, Cat. de Fizică.
** Cercetător ştiinţific dr. fizician, Institutul de Fizică şi Tehnologia Materialelor - ICEFIZ, Bucureşti - Măgurele.
*** Profesor dr. fizician, Universitatea Cluj-Napoca, Facultatea de Fizică.
**** Cercetător ştiinţific fizician, Institutul de Cercetări Miniere Cluj-Napoca.

în raport cu acţiunea cîmpului magnetic exterior şi a temperaturii este asemănătoare cu comportarea unui gaz de molecule sau atomi paramagnetici. Prin comparaţie Bean [4] a numit această comportare SUPERPARAMAGNETISM. Deosebirea constă în aceea că în timp ce într-un gaz paramagnetic fluctuaţiile termice modifică orientarea moleculelor împreună cu momentele magnetice ale acestora, într-un ansamblu superparamagnetic particulele monodomeniale rămîn imobile, modificîndu-se doar orientarea momentelor lor magnetice $\bar{M}_p$. Mai trebuie observat că în timp ce în sistemele paramagnetice purtătorii elementari de magnetism sînt molecula sau atomul, în sistemele superparamagnetice purtătorii de magnetism sînt particulele monodomeniale, o asemenea particulă putînd conţine 10^3-10^6 atomi cuplaţi fero- sau ferimagnetic.

2. Consideraţii teoretice

Procesul tranziţiilor momentului magnetic $\bar{M}_p$ al particulelor monodomeniale este caracterizat prin timpul de relaxare τ definit prin relaţia [1]:

$$\tau = \frac{1}{2f_o} \exp \frac{H_{cr}\sigma_s V}{2kT}, \qquad (1)$$

unde $f_o \simeq 10^9 s^{-1}$ este un factor frecvenţial slab dependent de temperatură, σ_s- magnetizarea spontană, V-volumul particulei, H_{cr}-cîmpul critic dat de relaţia $H_{cr} = \frac{2K}{\sigma_s}$ (K-constanta de anizotropie totală), k-constanta Boltzmann, iar T - temperatura absolută a sistemului de particule monodomeniale. Pentru ca o particulă monodomenială să se comporte superparamagnetic trebuie ca raportul dintre timpul t necesar observării fenomenului şi timpului de relaxare să îndeplinească condiţia $\frac{t}{\tau} > 1$, astfel că prin logaritmarea ecuaţiei (1) se poate scrie

$$\frac{2kT \ln(2tf_o)}{H_{cr}\sigma_s V} > 1 . \qquad (2)$$

Din relaţia (2) se observă că o particulă monodomenială de volum V aflată la o temperatură T se poate comporta superparamagnetic pentru un anumit timp de observare t_1, dar la o altă frecvenţă de măsurare $t_2 < t_1$ se poate comporta obişnuit ca o particulă a cărui orientare a momentului magnetic M_p nu suferă fluctuaţii termice în timpul de observare. De aceea se postulează [5] existenţa unui volum critic al particulei monodomeniale

$$V_{cr} = \frac{2kT \ln(2tf_o)}{H_{cr}\sigma_s}, \qquad (3)$$

sub care aceasta se comportă superparamagnetic fiind în echilibru termodinamic cu cîmpul magnetic exterior, iar peste această valoare critică a volumului particulele sînt stabile orientarea momentului

lor magnetic $\overline{M}_p$ nesuferind fluctuaţii termice.

Pentru descrierea comportării magnetice a sistemelor de particule superparamagnetice se utilizează o tratare matematică analoagă teoriei paramagnetismului Langevin, doar că în locul atomilor sau moleculelor se consideră particule monodomeniale care nu interacţionează între ele şi care au momentul magnetic M_p. Pe baza acestor consideraţii se obţine pentru magnetizarea σ a ansamblului de particule superparamagnetice relaţia

$$\sigma = N.M_p.L(a), \qquad (4)$$

unde N-este numărul de particule superparamagnetice din unitatea de volum iar $L(a)=\text{cth } a - \frac{1}{a}$ este funcţia Langevin de argument $a = \frac{M_p H}{kT}$. Relaţia (4) se poate particulariza pentru cazul cîmpurilor H slabe, respectiv intense, observîndu-se totodată că raportul $\frac{\sigma}{NM_p}$ (numit fracţie de magnetizare) este o funcţie univocă de argumentul $\frac{M_p H}{kT}$. In acest fel, avînd în vedere faptul că volumul V al particulei superparamagnetice este independent de temperatură şi că momentul magnetic M_p al acesteia depinde de T prin intermediul magnetizării spontane σ_s, se poate calcula şi dependenţa de temperatură a magnetizării $\sigma(T)$ a sistemului de particule superparamagnetice.

3. Rezultate experimentale

O definiţie operaţională a superparamagnetismului [4] ar include în ultimă instanţă două cerinţe pentru stabilirea experimentală a acestei comportări: în primul rînd, curba de magnetizare a probei funcţie de cîmpul magnetic aplicat $\sigma=f(H)$ să nu prezinte histerezis deoarece acesta nu este o proprietate specifică echilibrului, iar în al doilea rînd curbele de magnetizare funcţie de temperatură $\sigma=f(T)$ la diferite valori ale cîmpului magnetic H, să se suprapună în reprezentarea $\sigma = f(\frac{H}{T})$.

Evidenţierea experimentală a comportării superparamagnetice s-a făcut atît pentru particule feromagnetice fine [6], [7] cît şi pentru particule ferimagnetice fin dispersate într-o matrice nemagnetică [8], [9], [10], utilizîndu-se în acest scop atît măsurători de magnetizare specifică cît şi măsurători de efect Mössbauer.

In această lucrare vom prezenta cîteva din rezultatele obţinute în studiul comportării magnetice a sistemului vitros $SiO_2.Li_2O.Fe_2O_3.nC$. Probele de sticlă au fost obţinute pornindu-se de la bioxid de siliciu, carbonat de litiu, oxalat de fier şi bioxid de mangan aflate sub formă de pulbere fină şi înaltă puritate. Topirea compoziţiilor s-a făcut printr-un procedeu original [11] cu ajutorul unui laser de putere cu CO_2, obţinîndu-se probe de formă sferică, omogene şi cu suprafaţa lucioasă, tipică pentru sticle. Au fost realizate două seturi de probe,

setul I conţinînd 5% Li_2O(% mol.) iar setul II, 10% Li_2O(% mol.), ceilalţi componenţi fiind daţi în tabelul 1.

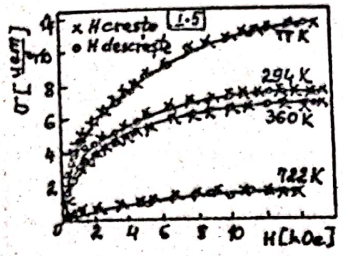
Tabelul 1

Probe setul I 5%Li_2O(% mol.)				Probe setul II 10%Li_2O(% mol.)			
Nr-ul probei	SiO_2 (% mol.)	Fe_2O_3 (% mol.)	MnO (% mol.)	Nr-ul probei	SiO_2 (% mol.)	Fe_2O_3 (% mol.)	MnO (% mol.)
I.3	80	7,5	7,5	II.3	75	7,5	7,5
I.5	70	12,5	12,5	II.5	65	12,5	12,5
I.7	60	17,5	17,5	II.7	55	17,5	17,5
I.10	45	25	25	II.9	45	22,5	22,5

Examinarea structurii probelor s-a făcut prin metoda difracţiei de raze X la temperatura camerei, difractogramele obţinute pentru toate probele, prezentînd aspectul tipic al unor materiale amorfe fără a se observa pe ele picuri de difracţie. Pentru că metoda difracţiei de raze X are un caracter mai mult calitativ în stabilirea naturii vitroase a materialelor prin această metodă neputîndu-se pune în evidenţă particule cu dimensiuni mai mici de ordinul a 100 Å aflate în matricea de sticlă, s-a utilizat şi metoda difracţiei de electroni. Au fost astfel evidenţiate figuri de difracţie de electroni pentru ambele seturi de probe, fapt care confirmă - pe baza calculului constantei de reţea - existenţa în matricea de sticlă a unor particule fine de ferită de mangan. Determinarea dimensiunilor particulelor de ferită s-a făcut prin microscopie electronică(microscop cu puterea de rezoluţie 4,5 Å) utilizînd metoda replicilor într-o singură treaptă. In acest mod a fost pus în evidenţă un proces de formare în matricea de sticlă a particulelor de ferită de mangan de formă sferică şi ovoidală, statistica de particule efectuată, indicînd pentru probele din setul I că 78% din numărul de particule de ferită au dimensiuni sub 100 Å, iar pentru probele din setul II,că peste 92% din particule au dimensiuni mai mici de 100 Å. Forma şi dimensiunile particulelor de ferită indică faptul că formarea lor are loc printr-un proces de nucleaţie şi creştere favorizat probabil de o separare a fazelor lichid-lichid în sticlă(proces mai pronunţat în probele cu 10% Li_2O), separare care duce la diferenţe de concentraţii a ionilor magnetici în cele două faze, fracţiile mai bogate în ferită facilitînd formarea uşoară în matricea de sticlă a $MnFe_2O_4$ găsită experimental.

Investigarea proprietăţilor magnetice ale probelor s-a făcut atît prin măsurători de magnetizare specifică cît şi prin metoda spectroscopiei Mössbauer, foarte sensibilă la comportarea superparamagnetică a sticlelor ce conţin ioni de fier. Izotermele magnetizării specifice $\sigma=f(H)_{T=ct}$ au fost ridicate la temperaturi cuprinse în intervalul 77K - 722K şi cîmpuri magnetice variabile în domeniul 0,15--13, kOe. Ele sînt prezentate în figura 1 pentru probe din setul I,

respectiv figura 2 pentru probe din setul II. Se observă lipsa fenomenelor de histerezis pînă la cîmpul minim de 0,15 kOe şi în domeniul de temperatură studiat.



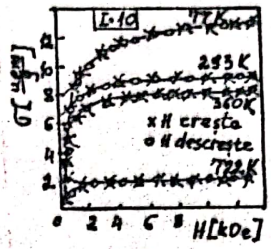
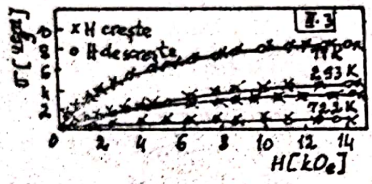


Fig.1.Izotermele magnetizării specifice pentru probele I.5 şi I.10.

Reprezentarea curbelor $\sigma = f(\frac{H}{T})$ pentru aceleaşi probe din setul I şi setul II este dată în figura 3, respectiv figura 4.

Examinarea acestor curbe evidenţiază superpoziţia bună a punctelor în repre-



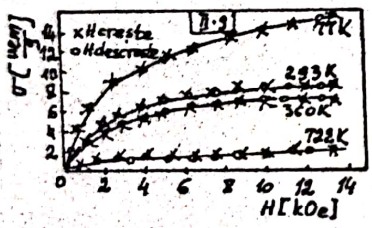
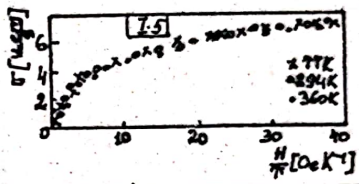


Fig.2.Izotermele magnetizării specifice pentru probele II.3 şi II.9



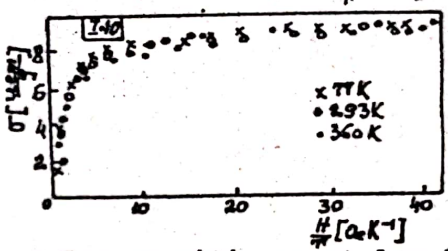
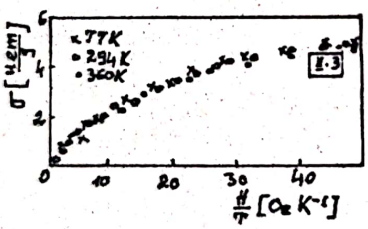


Fig.3.Superpoziţia punctelor în reprezentarea $\sigma = f(H/T)$ pentru probele I.5 şi I.10.



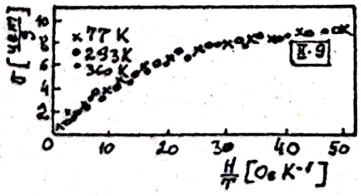


Fig.4.Superpoziţia punctelor în reprezentarea $\sigma = f(H/T)$ pentru probele II.3 şi II.9.

zentarea $\sigma = f(\frac{H}{T})$ şi în domeniul de temperaturi cuprins între 77K şi 360K ele fitînd satisfăcător o curbă Langevin aşa cum se observă în figura 5 pentru probele I.5 şi II.9. Corelate cu datele de microscopie electronică aceste rezultate confirmă pe deplin comportarea superparamagnetică a tuturor probelor studiate.

Studiile de spectroscopie Mössbauer au fost realizate cu ajutorul unui spectrometru de tipul ELRON cu sursă de 15 mCi, ^{57}Co:Cu viteza $\pm$ 12 min/s, analizor multicanal DIDAC-4000, calibrarea făcîndu-se cu α-Fe_2O_3. Spectrele Mössbauer obţinute pentru cele două seturi de probe sînt date în figura 6, ele prezentînd fiecare un dublet cuadrupolar lărgit, destul de pronunţat asimetric, atît forma cît şi caracteristicile spectrelor (despicarea cuadrupolară, deplasarea izotermă şi lărgimea liniei) fiind tipice pentru comportementul super-

paramagnetic al sticlelor de siliciu ce conţin în matricea lor microprecipitate fine de oxizi de fier sau ferite 12 , 13 . Prelucrarea pe calculator a spectrelor obţinute a permis determinarea parametrilor Mössbauer ai acestora,obţinîndu-se pentru despicarea cuadrupolară ΔQ valori cuprinse în intervalul de la 1,2 la 1,6 mm/s,pentru deplasarea izomeră δ valori de la 0,72 la 0,86 mm/s, iar pentru lărgimea Γ a liniei,valori de la 0,35 la 0,48 mm/s.

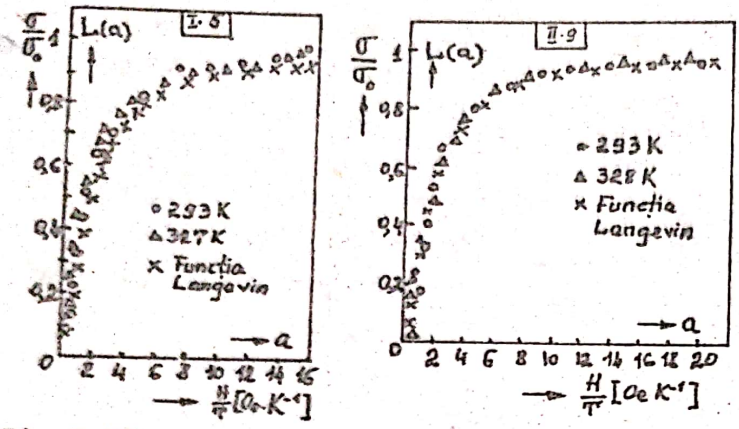


Fig.5.Fitarea curbei Langevin de către punctele experimentale pentru probele I.5 şi II.9.

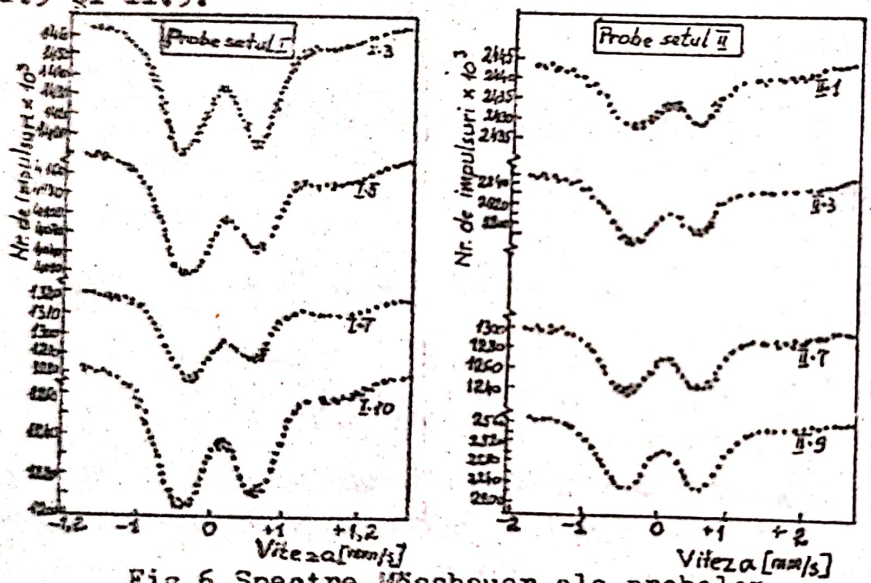


Fig.6.Spectre Mössbauer ale probelor din setul I şi II.

Aceste date confirmă rezultatele şi concluziile referitoare la măsurătorile de magnetizare specifică privind comportarea superparamagnetică a sistemului vitros studiat.

BIBLIOGRAFIE

[1]. W.F.BROWN,JR.,Phys.Rev.58,736(1940).
[2]. W.F.BROWN,JR.,Phys.Rev.60,139(1941).
[3]. L.NEEL, Compt.Rend.,228,664(1949);Ann.geophys.,5,99(1949).
[4]. C.P.BEAN, J.Appl.Phys.,26,1381(1955).
[5]. W.J.SCHUELE, S.SHTRIKMAN, D.TREVES, J.Appl.Phys.,36,1010(1965).
[6]. I.S.JACOBS and C.P.BEAN,in"Magnetism"vol.III,cap.6,p.271-298, Ed.by G.T.Rado and H.Suhe,Acad.Press,Inc.,New-York,1963.
[7]. J.J.BECKER,Trans.Am.Inst.Mining,Met.,Petrol Engrs,209,59(1957).
[8]. P.S.ROGERS and J.WILLIAMSON,Glass Technol.,10,128(1970).
[9]. E.HANGA, E.TATARU, M.MORARIU, L.DIAMANDESCU and N.POPESCU-POGRION, Phys.Stat.Solidi(a),67,725(1981).
[10]. R.H.SHAW and J.H.HEASLLEY, J.Amer.Ceram.Soc.,50,297(196[illegible]).
[11]. E.TATARU, E.HANGA, Buletinul ştiinţific, IPCN, MV 161(1[illegible]8).
[12]. R.A.LEVY, C.H.LUPIS and P.A.FLINN,Phys.Chem.Glasses,17,94(1976).
[13]. E.de GRAVE, P. van ISEGEN, R. de BATIST and D.CHAMBAERE, J. de Physique, 4, C1 - 269(1980).

TRANSFORMARILE DE FAZA SI HISTEREZISUL DE ROTATIE LA MAGNETITA

de

ELENA MOLDOVANU+

Rezumat

Prin metoda histerezisului de rotaţie s-a studiat monofazicitatea magnetitei policristaline (curbele $W_r = f(B)$. Din studiul histerezisului de rotaţie funcţie de temperatură a reieşit că probele monofazice prezintă un maxim puternic în jurul temperaturii tranziţiei Verwey şi valori sub IO. erg/g între această temperatură şi temperatura Curie. La probele cu precipitat de α- Fe_2O_3 apare un al doilea maxim în domeniul tranziţiei Morin a precipitatului α-Fe_2O_3. Histerezisul de rotaţie se anulează la temperatura Néel a acestui precipitat.

Prin metoda histerezisului de rotaţie [1], metodă nedistructivă [2,3] s-a studiat monofazicitatea magnetitei policristaline. S-a sinterizat magnetita din α- Fe_2O_3 c.p. (Riedel) la diferite temperaturi şi în diferite atmosfere, probele fiind răcite lent sau rapid [3].

Histerezisul de rotaţie W_r s-a măsurat pe probe de magnetită policristalină în formă de disc, cu un magnetometru cu compensare automată [4], la B =0,6 T . $W_r = \pi L$, cu L diferenţa între cuplurile de torsiune măsurate la o anumită poziţie a cîmpului. Cuplul s-a măsurat după rotirea în cîmp în sensul respectiv cu 360 grade. Valorile obţinute au variat între 5-10 erg/g şi 1000 erg/g (0,1 J Kg^{-1}) la T_m = 25°C (figura 1).

Curbele de variaţie ale histerezisului de rotaţie în funcţie de cîmpul de măsură prezintă pentru toate probele un maxim

+,dr.,c.p.III, Centrul de Fizică Tehnică Iaşi

în domeniul 300-1000 Oe , maxim care nu caracterizează materialul, ci cîmpul demagnetizant al probei [5]. In domeniul cîmpurilor mari, peste 2 KOe W_r descreşte sub 10 erg/g pentru Fe_3O_4 preparată în CO_2 la 1250°C , răcită lent (curba 3). La celelalte probe de magnetită preparate la 1300°C în aer, răcite rapid (curba 4) şi la 1250°C, în aer, răcită rapid (curba 2) se observă maxime plate în domeniul cîmpurilor mari şi histerezisul de rotaţie nu se anulează nici la 1,5 T , ci are doar o uşoară tendinţă de scădere. α - Fe_2O_3 (hematita) sinterizată în aer la 1250°C şi răcită lent (curba 1) prezintă maximul plat din domeniul cîmpurilor medii şi valorile cele mai ridicate [6].

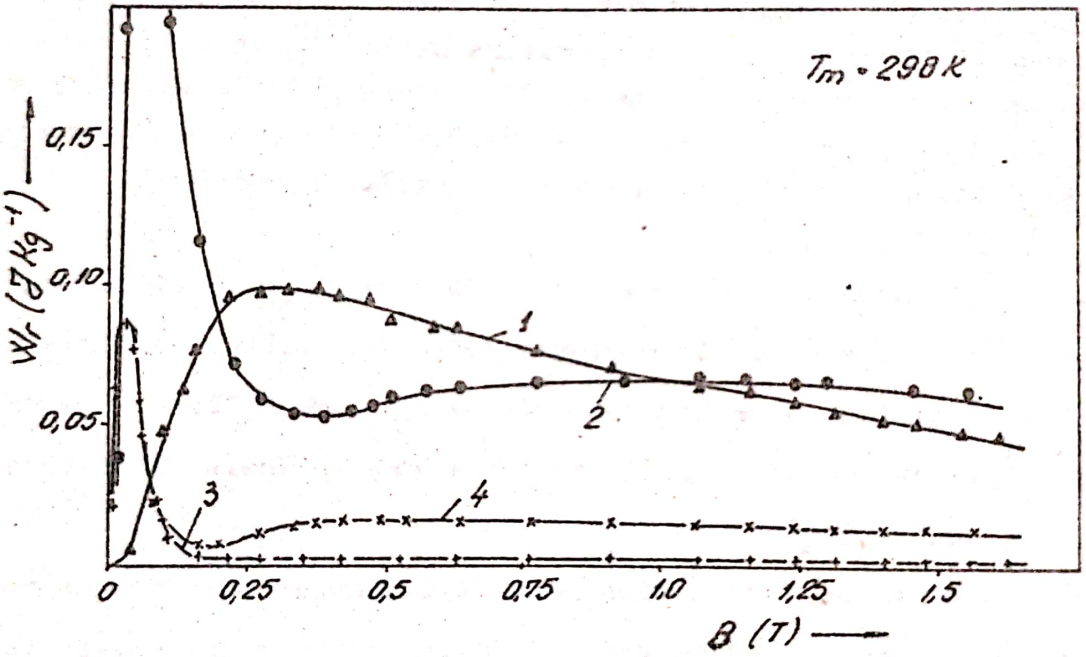


Fig. 1. Dependenţa histerezisului de rotaţie în funcţie de inducţia de măsură: Fe_2O_3, 1250°C, lent, aer (curba 1) după [6]; Fe_3O_4, 1250°C, aer, rapid (curba 2); Fe_3O_4, 1250°C, CO_2, lent (curba 3) şi Fe_3O_4 1300°C, aer, rapid (curba 4).

Din studiul histerezisului de rotaţie în funcţie de cîmp a rezultat că probele cu W_r 5-10 erg/g sînt monofazice [6]. La

probele cu precipitat de α-Fe_2O_3 histerezisul de rotaţie se datoreşte cuplajului feri-antiferomagnetic la suprafaţa de separare între cristaliţii de ferită şi cei de precipitat [1,6].

S-a studiat şi dependenţa de temperatură a histerezisului de rotaţie pentru două probe de magnetită, una fără precipitat (curba 1) şi cealaltă cu precipitat (curba 2). Curba 3 arată dependenţa de temperatură a histerezisului de rotaţie a precipitatului α - Fe_2O_3 sinterizat la 1000°C în oxigen [6].

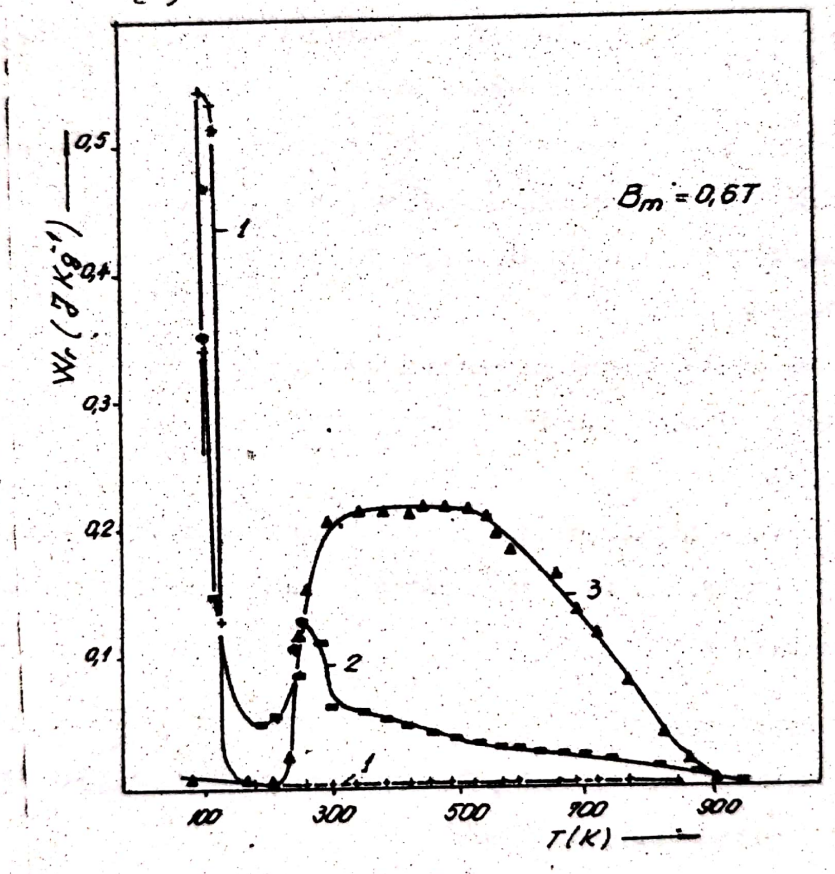


Fig. 2 . Dependenţa de temperatură a histerezisului de rotaţie la Fe_3O_4:(1250°C, CO_2, curba 1); (1250°C, aer, rapid, curba 2); α-Fe_2O_3 (1000°C, O_2, curba 3).

La proba de precipitat α-Fe_2O_3(curba 3), la temperaturi joase , W_r are valori mici şi prezintă o variaţie bruscă între -50 şi +25°C, domeniul tranziţiei Morin [7], unde se face trece-

rea de la un antiferomagnet la un antiferomagnetic necolinear cu slab ferimagnetism, W_r se anulează la temperatura Néel a α-Fe_2O_3 (675°C). La proba de magnetită fără precipitat (curba 1) W_r prezintă un maxim pronunţat şi destul de larg, în domeniul tranziţiei Verwey, indicînd un caracter multistadial [8] şi nu o temperatură discretă. W_r se anulează la temperatura Curie a magnetitei (580°C). La proba de magnetită cu precipitat (curba 2) W_r prezintă cele două maxime, în domeniul tranziţiei Verwey şi al tranziţiei Morin [9], dar cu valori mai scăzute şi se anulează nu la temperatura Curie, ci la temperatura Néel a α-Fe_2O_3.

Din dependenţa de temperatură a reieşit prezenţa celor două componente ale histerezisului de rotaţie, aşa cum s-a arătat anterior [6]: o componentă datorată histerezisului propriu precipitatului de α-Fe_2O_3 şi cealaltă datorată cuplajului feri-antiferomagnetic.

Se poate determina cantitatea de precipitat de Fe_2O_3 ţinînd cont că aproximativ 5 erg/g reprezintă 0,1% în greutate precipitat.

Metoda histerezisului de rotaţie este o metoda utilă şi rapidă . Ea necesită însă existenţa unui magnetometru de torsiune de precizie.

BIBLIOGRAFIE

1. W.H. MEIKLEJOHN , Echange anizotropy, J.Appl. Phys. 33, 1328 -1336 S, (1962)
2. Gh. MAXIM, Teză de doctorat, Institutul Politehnic Iaşi, (1972).
3. ELENA MOLDOVANU, Teză de doctorat, Iaşi (1983)
4. Gh. MAXIM , A sensitive torque magnetometer for the measurement of small magnetic anisotropies, J.Sci.Instr. vol. 2, ser.2. 319-320 ,(1969)

Scanned with OKEN Scanner

5. E.KNELLER, Ferromagnetismus, Springer-Verlag, Berlin 214 ,(1962)

6. Gh. MAXIM, Rotational hysteresis in Mg-Fe and Ni-Fe ferrites with antiferromagnetic precipitate , Phys. stat. sol. (b), 49, 871-874 (1972)

7. F. J.MORIN, PHys. Rev. 878,819.(19507

8. F.WALZ, H.DEUSCH şi H.KRONMULLER, Investigation of magnetic after-effects in magnetite near the Verwey temperature , Phys. stat. sol, (a), 53, nr.2, 519-528 (1979)

9. T.IIZUKA şi S.IIDA, The exchange coupling between Fe_3O_4 and α-Fe_2O_3, J.Phys. Soc. Jap. 21, 810,(1966).

INFLUENTA SUBSTITUTIEI IONILOR DE Mn PRIN IONI DE Fe ASUPRA UNOR PROPRIETATI MAGNETICE LA FERITE DE Mn-Zn

C.PASNICU[+], D.CONDURACHE[++] şi E.LUCA[+++]

S-au preparat ferite cu compoziţia $Mn_xZn_{0,7}Fe_{2,3-x}O_4$. S-a urmărit dependenţa de coeficientul de substituţie x a magnetizării la saturaţie, a permeabilităţii magnetice şi a constantei reţelei cristaline. Se discută aceste mărimi în legătură cu distribuţia ionilor metalici pe cele două subreţele.

S-a preparat sistemul de ferite spinelice $Mn_xZn_{0,7}Fe_{2,3-x}O_4$, pornind de la oxizi, prin sinterizare timp de 4 ore la 1300°C. Probele au fost răcite rapid, în scopul evitării reoxidării în timpul răcirii. Analiza de raze X a evidenţiat existenţa unei structuri monofazice spinelice şi a permis determinarea constantei reţelei cristaline. Permeabilitatea iniţială, pierderile magnetice şi magnetizarea la saturaţie s-au determinat la temperatura azotului lichid. In Fig.1 este redată curba de variaţie a magnetizării la saturaţie în funcţie de conţinutul de mangan. Se observă o creştere a magnetizării la saturaţie pînă la valori x = 0,275, după care I_s începe să scadă.

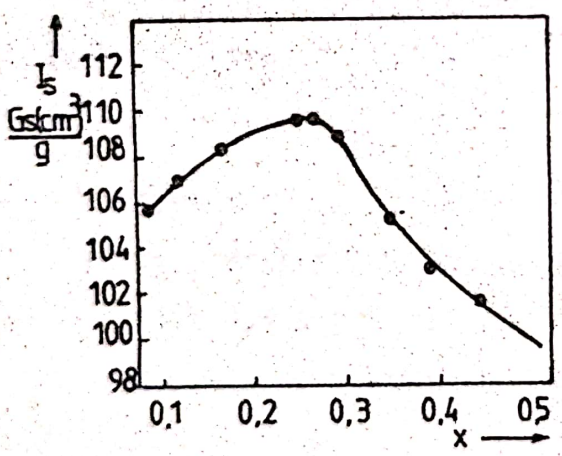


Fig.1. Dependenţa magnetizării I_s de coeficientul de substituţie x.

In Fig.2 este prezentată dependenţa constantei reţelei cristaline de conţinutul de mangan.

+) Sef de lucrări,dr., Institutul Politehnic Iaşi

++) Sef de lucrări, Institutul Politehnic Iaşi

+++) Profesor,dr.doc.ing., Institutul Politehnic Iaşi

Cele două curbe variază asemănător, constanta rețelei, a(Å), trecînd printr-o valoare maximă în jurul compoziției corespunzătoare pentru x = 0,3, de formulă $Mn_{0,3}Zn_{0,7}Fe_2O_4$.

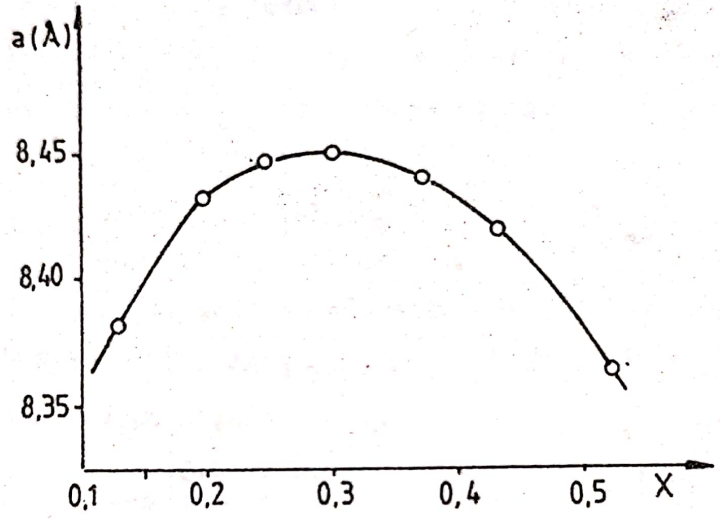


Fig.2. Constanta rețelei cristaline, a, funcție de coeficientul de substituție x.

Se observă că abaterea conținutului de fier de la valoarea de stoechiometrie determină o micșorare a constantei rețelei cristaline. Aparent, o constantă de rețea mai mică trebuie să favorizeze interacțiunea dintre și în interiorul celor două subrețele, determinînd o magnetizare la saturație mai mare. Substituind ionii de Mn prin ioni de Fe, constanta rețelei trebuie să scadă, deoarece raza ionului de Mn este mai mică [1]. Acest fapt se observă doar pentru valori ale lui x mai mari ca 0,3. Faptul că parametrul rețelei, a, crește la coeficienți de substituție mici, se datorește pătrunderii ionilor de Fe^{2+} pe rețeaua octaedrică, însoțită de transferul ionilor Fe^{3+} pe rețeaua tetraedrică, în locul ionilor de Mn substituiți.

Intrucît numărul locurilor tetraedrice este mai mic decît cel al locurilor octaedrice, rezultatul este că reţeaua se „dilată" pentru coeficienţi de substituţie mici.

Dependenţa magnetizării la saturaţie I_s, de coeficientul de substituţie x, redată în Fig.1, se datoreşte distribuţiei cationilor pe cele două subreţele, ce corespunde formulei

$$Zn^{2+}_{0,7}\ Mn^{2+}_{0,8x}\ Fe^{3+}_{0,3-0,8x}\left[Mn^{3+}_{0,2x}Fe^{2+}_{0,3-0,8x}\ Fe^{3+}_{1,7+0,6x}\right]\ O_4.$$

Luînd momentele magnetice ale ionilor implicaţi egale cu $5\mu_B$ pentru Fe^{3+} şi Mn^{2+} şi cu $4\mu_B$ pentru Fe^{2+} şi Mn^{3+}, [2], rezultă $M_B - M_A = (8,2-0,6x)\mu_B$, variaţie în bun acord cu datele experimentale pentru probele cu $x > 0,3$.

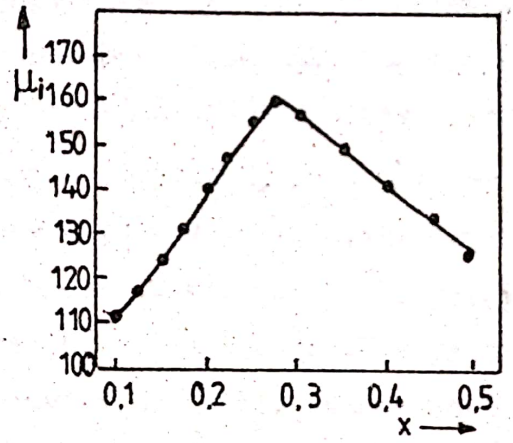


Fig.3
Dependenţa permeabilităţii iniţiale de coeficientul de substituţie x.

La probele cu exces de fier, magnetizarea scade odată cu creşterea cantităţii de fier, deoarece ionii Fe^{2+} se plasează numai pe reţeau octaedrică. Intrucît aceşti ioni au momentul magnetic mai mic, magnetizarea scade odată cu micşorarea coe-

ficientului x, [3] , [4].

Comportarea permeabilităţii iniţiale şi a pierderilor magnetice, la substituţia Mn prin Fe, descrisă în Fig.3 respectiv în Fig.4, justifică în întregime consideraţiile de mai sus.

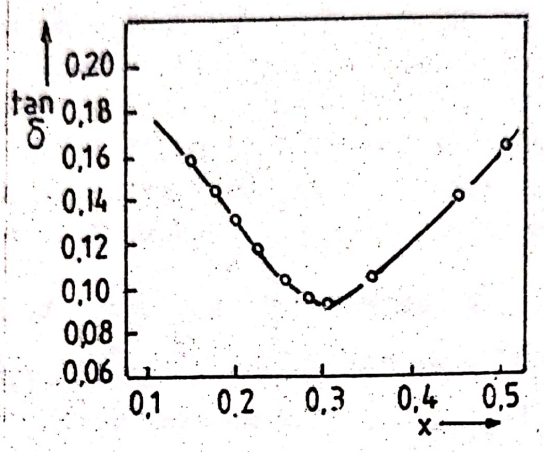


Fig.4
Dependenţa pierderilor magnetice
funcţie de coeficientul de substituţie x.

Rezultă că influenţa parametrului de reţea, asupra magnetizării la saturaţie, este în cazul nostru nesemnificativă, modificarea distribuţiei de cationi fiind predominantă. De altfel, variaţia relativă a constantei reţelei este doar de aproximativ 1% în probele măsurate de noi.

BIBLIOGRAFIE

1. Ch. KITTEL, "Introducere în Fizica corpului solid", Ed.Tehn. Bucureşti, 153
2. J.BROZ, S.KRUPIČKA, K.ZAVETA, Czech.Journ.Phys., 9, 481 (1959)
3. C.PASNICU, Teză de doctorat, Univ. Iaşi, 129 (1981)
4. C.PASNICU, N.REZLESCU, I. Conf.Naţ.Mag., Iaşi, 137 (1974)

DEPENDENTA DE TEMPERATURA A PIERDERILOR MAGNETICE LA FERITE SPINELICE CU FIER IN EXCES

C. PASNICU[+)] şi D. CONDURACHE[++)]

Se studiază dependenţa pierderilor magnetice de temperatura de măsură pentru ferite de Ni-Zn şi Mn-Zn cu exces de fier. Se găseşte o anomalie în variaţia cu temperatura a pierderilor prin curenţi turbionari la ferita de Mn-Zn. Se discută dependenţa pierderilor de temperatură în legătură cu tranziţia din faza ferimagnetică în cea paramagnetică.

Pe probe de ferită sub formă de tor bobinat, sinterizate timp de patru ore la 1300°C, de compoziţie $Ni_{0,17}Zn_{0,73}Fe_{2,1}O_4$ şi respectiv $Mn_{0,175}Zn_{0,7}Fe_{2,125}O_4$, s-au măsurat componentele activă şi reactivă a admitanţelor, la frecvenţa f = 1 kHz. S-au calculat inductanţa şi rezistenţa de pierderi a probelor, la temperaturi cuprinse între -40°C şi +80°C. S-au separat pierderile prin histerezis de cele prin curenţi turbionari.

In Fig.1 este reprezentată variaţia pierderilor prin histerezis, a pierderilor prin curenţi turbionari şi a permeabilităţii magnetice iniţiale, în funcţie de temperatura de măsură, pentru ferita conţinînd Ni, iar în Fig.2 este dată dependenţa aceloraşi mărimi cu temperatura, pentru ferita cu Mn.

Se constată că pierderile prin histerezis cresc treptat, odată cu temperatura de măsură, ajungînd la valori mari în apropierea temperaturii Curie, în special pentru ferita cu Ni.

Pierderile prin curenţi turbionari prezintă un maxim înaintea temperaturii Curie, mai evident la ferita cu Mn şi cresc foarte mult cînd temperatura depăşeşte punctul Curie, avînd valorile

+) Sef de lucrări, dr., Institutul Politehnic Iaşi
++) Sef de lucrări, Institutul Politehnic Iaşi

T_c = 20°C la ferita cu Ni şi T_c = 14°C la ferita cu Mn.

Valorile factorului relativ de pierderi prin histerezis sînt mici, de ordinul 10^{-7} pentru ambele ferite, ciclul de histerezis al acestora fiind îngust.

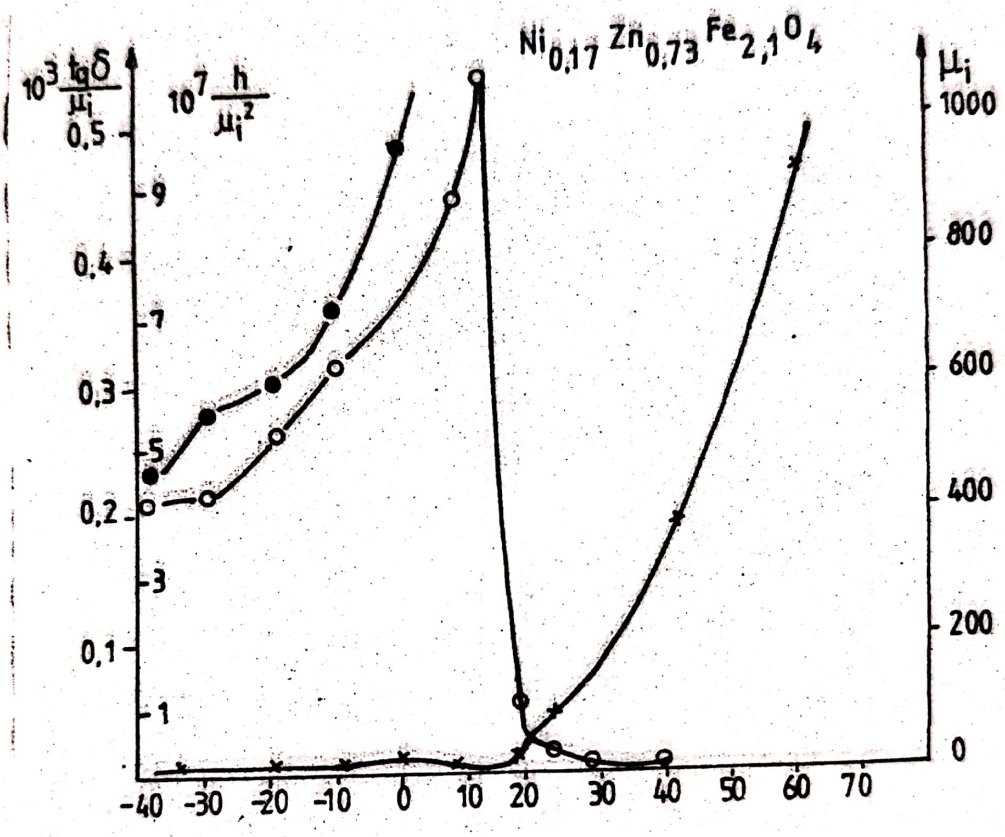


Fig.1 Variaţia cu temperatura a pierderilor prin histerezis (-•-•-), prin curenţi turbionari (-x-x-) şi a permeabilităţii (-o-o-), la ferita cu Ni.

In apropierea temperaturii Curie, datorită mobilităţii foarte mari a pereţilor de domenii, aproape întreaga energie a cîmpului magnetic, produs de bobinaj, este consumată pentru deplasarea pereţilor Bloch, ceea ce determină creşterea pierderilor prin histerezis.

Creşterea de aproximativ 10^3 ori a coeficientului relativ de pierderi prin curenţi turbionari $tg\delta/\mu_i$, la temperaturi mai mari decît T_c, se datoreşte nu atît creşterii rezistenţei de pierderi, cît scăderii foarte pronunţate a permeabilităţii magnetice, ce se manifestă şi peste punctul Curie.

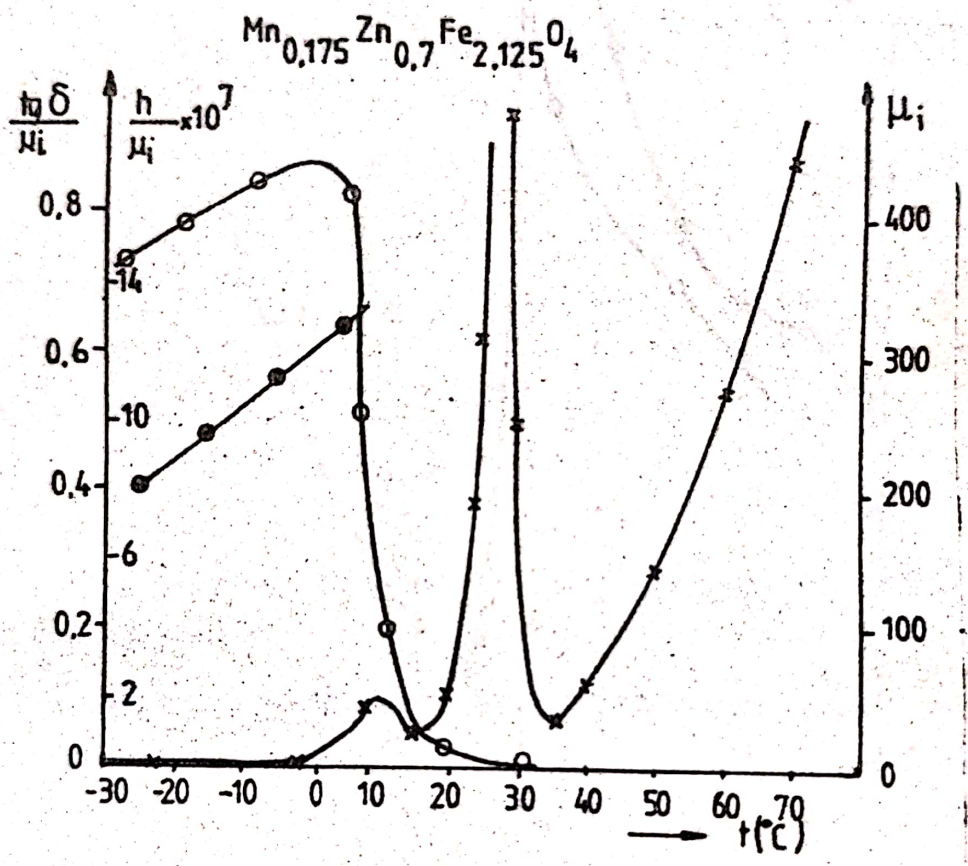


Fig.2 Variaţia cu temperatura a pierderilor prin histerezis (-•-•-), prin curenţi turbionari (-x-x-) şi a permeabilităţii (-o-o-), la ferita cu Mn.

Intr-adevăr, permeabilitatea relativă, măsurată într-un cîmp magnetic de aproximativ 10 mOe, scade de la 6,2, la temperatura de 40°C, pînă la 2,1 la temperatura de 80°C, pentru ferita de Ni, şi de la 10,8 la 3,1, pentru ferita cu Mn, în aceleaşi

limite de temperaturi.

Apare o anomalie în dependenţa de temperatură a pierderilor prin curenţi turbionari la ferita cu Mn, caracterizată printr-o creştere foarte pronunţată a factorului relativ de pierderi $tg\delta/\mu_i$, de la aproximativ 0,05 la 2,98, în apropierea temperaturii de 27°C, ce corespunde energetic la o valoare de 0,04 eV. Această valoare se apropie de energia necesară activării saltului electronic între ionii de Mn^{2+} şi Mn^{3+}, prezenţi în reţeaua spinelică [1]. Acest fapt conduce la micşorarea puternică a rezistivităţii şi la creşterea rapidă a pierderilor.

BIBLIOGRAFIE

1. F.K. LOTGERING, Journ. Phys.Chem.Solids, 25, 95 (1964).

ASUPRA CINETICII VAPORIZARII ZINCULUI IN TIMPUL SINTERIZARII UNOR FERITE SPINELICE

D.CONDURACHE[+], C. PASNICU[++] şi E.LUCA[+++]

S-a măsurat variaţia concentraţiei zincului în lungul unei granule de ferită, sinterizată la 1300°C, de compoziţie $Mn_{0,23}Zn_{0,76}Fe_{2,01}O_4$. S-a constatat existenţa unui gradient de concentraţie al zincului, orientat către centrul granulei. S-au estimat viteza medie de volatilizare a ionilor de zinc şi coeficientul de difuzie al zincului în timpul sinterizării.

S-a preparat o ferită cu compoziţia $Mn_{0,23}Zn_{0,76}Fe_{2,01}O_4$, prin sinterizarea la 1300°C, timp de patru ore, a amestecului de oxizi presinterizaţi. După formula chimică, s-a introdus în probă, înainte de presinterizare, o cantitate c_0 = 20,75 g de Zn la 100 g de oxizi.

Numeroase studii anterioare [1], [2] au stabilit pe căi indirecte că zincul se evaporă parţial în timpul sinterizării feritei. Mai mult, se reuşeşte să se exprime dependenţa pierderilor de zinc de modul de preparare a feritei şi de temperatura de sinterizare [3]. Pentru condiţiile de preparare alese de noi, în lucrarea [3], se propune o pierdere de aproximativ (1,5 - 2) g la 100 g de ferită sinterizată. Trebuie însă să menţionăm că în lucrarea citată mai sus nu se fac referinţe la ferite mixte cu mangan. Analiza concentraţiei de zinc din proba sinterizată, efectuată prin metoda absorbţiei atomice, a arătat că în probă se găsesc în medie $\bar{c}$ = 19,25 g Zn la 100 g de ferită.

+) şef lucrări, Institutul Politehnic Iaşi
++) şef lucrări, dr., Institutul Politehnic Iaşi
+++) profesor, dr.doc.ing., Institutul Politehnic Iaşi

S-au pierdut deci, în procesul sinterizării, aproximativ 1,5 g % Zn, valoare care concordă cu cea comunicată în [3] . Valoarea concentraţiei de Zn, găsită prin analiză chimică, reprezintă de fapt concentraţia medie a Zn în probă.

S-a determinat apoi distribuţia Zn în granulă, cu ajutorul unui microscop electronic de baleiaj, echipat cu o instalaţie de înregistrare a intensităţii liniei K_{α} a radiaţiei X de fluorescenţă a Zn. S-a evidenţiat o variaţie a concentraţiei Zn în granulă, redată în Fig.1. Baleiajul s-a făcut pe două granule vecine, imaginile fiind mărite de 900 de ori.

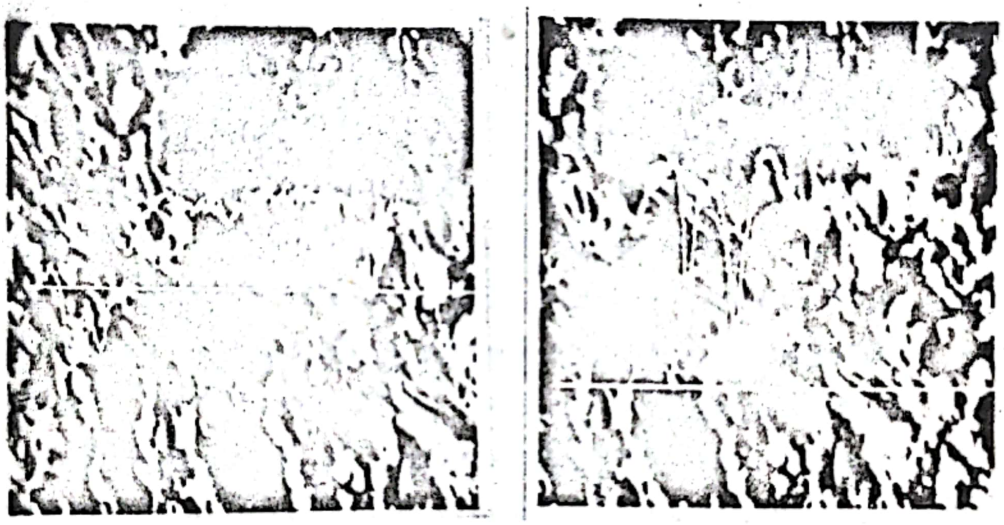


Fig.1. Microstructura + linia de analiză a Zn + variaţia calitativă a Zn în lungul liniei de analiză.

Nu s-a dispus de probe etalon pentru corelarea directă a concentraţiei Zn cu intensitatea radiaţiei X de fluorescenţă, motiv pentru care s-a utilizat o cale indirectă pentru a se stabili valoarea procentajului de Zn în fiecare punct al liniei de analiză.

Variaţia intensităţii radiaţiei X în lungul granulei indi-

că extrem de clar prezenţa unui gradient de concentraţie a Zn, în special la marginea granulei. Am presupus că valoarea cea mai mare a intensităţii (deci a concentraţiei), care se află în zona centrală a granulei, corespunde cu concentraţia iniţială a amestecului de oxizi, c_0 = 20,75 g % Zn. Prin măsurători planimetrice efectuate pe o imagine mărită a fotografiei, s-a determinat poziţia valorii $\bar{c}$ = 19,25g % Zn pe axa intensităţii (a concentraţiei), reuşindu-se astfel calibrarea curbei de dependenţă a concentraţiei Zn de poziţia punctului analizat din granulă.

După calibrarea ordonatei, s-a putut măsura gradientul de concentraţie mediu între centrul granulei şi periferie. Valorile gradientului au fost $c/x = 0,364.10^{-6} m^{-1}$, pentru prima linie de analiză şi $c/x = 0,223.10^{-6} m^{-1}$ pentru a doua linie de baleiaj, care a măturat o granulă mai mare şi deci cu un gradient mediu mai mic. Cunoscînd, pe baza analizei chimice a Zn, pierderea totală de zinc în timp de 4 ore de sinterizare, s-a putut stabili pierderea unei cantităţi de Zn egală cu 1,5% din masa granulei. Considerînd granula de formă sferică cu diametrul măsurabil din fotografii (22.10^{-6}m, pentru fotografia din stînga şi 43.10^{-6}m pentru fotografia din dreapta), şi estimînd densitatea granulei prin metoda indicată în [4], s-a calculat o viteză de pierdere $\phi_1 = 3.16.10^8$ atomi de Zn în fiecare secundă din prima granulă, şi $\phi_2 = 2,4.10^9$ atomi de Zn pe secundă, în cazul granulei mai mari. Utilizînd legea de difuzie a lui Fick, s-a estimat coeficientul de difuzie mediu al atomilor de Zn, prin suprafaţa granulei, la valoarea D_1 = 870 atomi/cm^2.s în cazul granulei mai mici (figura din stînga) şi D_2=1056 atomi/cm^2.s în cazul celeilalte granule.

Valorile coeficientului de difuzie, determinate în cele două granule vecine, concordă destul de bine. Aparent, existenţa gradientului de concentraţie ar trebui să se manifeste printr-o descreştere lentă a permeabilităţii iniţiale în apropierea punctului Curie, precum şi în analizele de structură. Examinînd cele două fotografii, se constată că de fapt gradientul de concentraţie este mare doar în apropierea graniţei granulei, iar în interiorul acesteia Zn are aproape aceeaşi concentraţie în întregul volum.

Cantitatea de ferită cu conţinut mai scăzut de zinc este foarte mică, (sub 1/1000, avînd în vedere volumul afectat de gradient mare de concentraţie) şi prezenţa acesteia influenţează proprietăţile de volum ale feritei, doar în calitate de impuritate.

BIBLIOGRAFIE

1. P.O.SLICK şi H.BASSECHES, IEE Trans. Magn.,MAG - 3, 603 (1966).
2. C.PASNICU, N. REZLESCU şi E.LUCA, Bul.Inst.Pol.Iaşi, 19, 149 (1973).
3. C.PASNICU, M.GABURICI, E.LUCA şi S.ISTRATE,II Conf. Naţ.Mag.,276 (1980).
4. C.PASNICU şi D.CONDURACHE, II Conf.Naţ.Mag.,284(1980).

STUDIUL PROPRIETĂȚILOR MAGNETICE SI DE DILATARE TERMICĂ LA UN ALIAJ CU DILATARE CONTROLATĂ Ni - Fe - Cr

H. CHIRIAC[x], M. LOZOVAN[xx], F. DASCĂLU[xx], V. FRUNZĂ[xx], V. APETREI[xx]

In lucrare sînt prezentate rezultatele măsurătorilor magnetice efectuate pe un aliaj 51 % Ni - 1 % Cr - Fe cu adaosuri de Mn şi Si. S-a studiat influenţa condiţiilor de tratament termic asupra permeabilităţii magnetice, cîmpului coercitiv şi inducţiei remanente a aliajului. Se prezintă influenţa gradului de reducere a secţiunii prin trefilarea sîrmei şi a tratamentelor termice asupra coeficientului de dilatare a aliajului. Se prezintă comparativ rezultatele acţiunii unor agenţi corosivi pe aliajul Ni-Fe-Cr şi pe un aliaj Ni-Fe.

INTRODUCERE

In sistemul aliajelor Fe-Ni există două regiuni de concentraţii, cu largi aplicaţii în practică. Aliajele cu conţinut de 30 -50 % Ni au dilatare termică redusă (aliaje invar) şi aliajele cu conţinut de Ni peste 50 % (aliaje permalloy) sînt cunoscute pentru proprietăţile lor magnetice speciale ca: cîmp coercitiv mic şi permeabilitate magnetică ridicată.

Este interesant că aliajele Fe-Ni de la graniţa celor două domenii prezintă în cazul alierii cu diferite elemente ca de exemplu Cr, Co, Mn un coeficient de dilatare termică relativ redus, constant cu temperatura pe un interval mare, dar şi proprietăţi remarcabile [1].

PROCEDEU EXPERIMENTAL

Ne-am propus realizarea unui aliaj Ni-Fe-Cr care să prezinte o valoare a coeficientului de dilatare termică şi o variaţie a acestuia cu temperatura similară cu a sticlei silicocalcosodică cu $\alpha_{20-450^{\circ}C} = 102.10^{-7}/^{\circ}C$, să fie uşor de deformat plastic şi să reziste la acţiunea unor agenţi chimici. Pentru comparaţie am studiat un aliaj de tip Ni-Fe

---

x) Şef secţie, doctor, Centrul de fizică tehnică Iaşi
xx) Cercetător ştiinţific, Centrul de fizică tehnică Iaşi.

cu adaosuri de Mn şi Si indicat în literatură.

Aliajele Ni-Fe-Cr şi Ni-Fe au fost elaborate din Ni electrolitic, Fe cu conţinut redus de C, Fe-Cr, Fe-Mn şi Fe-Si cu conţinuturi de C, S şi P sub 0,05 %.

Elaborarea aliajelor s-a făcut prin topire şi turnare într-un cuptor cu inducţie. Lingourile au fost călite în apă de la 1100 - 1200°C în vederea obţinerii unui aliaj dezordonat cu structură γ c.f.c., stare în care aliajele invar au coeficientul de dilatare cel mai mic, călirea evitînd precipitarea carbonului din soluţia solidă [2].

Măsurătorile de dilatare termică s-au efectuat pe probe din sîrme cu diametrul de 1,25 mm cu lungimea de 25 mm. Probele au fost supuse la tratamente termice diferite şi s-au experimentat sîrme trefilate cu diferite grade de reducere.

Măsurătorile magnetice s-au făcut prin metoda balistică utilizînd toruri bobinate din sîrme cu diametru de 0,1 mm.

REZULTATE SI DISCUTII

Analizele chimice efectuate pe cele 2 tipuri de aliaje studiate au dat rezultatele prezentate în Tabelul 1

TABELUL 1

Nr. crt.	Aliajul	compoziţia chimică în procente de greutate				
		Ni	Cr	Co	Mn	Si
1.	Ni-Fe-Cr	51	1	-	0,65	0,15
2.	Ni-Fe	49,5	-	0,2	0,60	0,15

a. Dependenţa de temperatură a coeficientului de dilatare termică a aliajului Fe-Ni-Cr

Variaţia cu temperatura a coeficientului de dilatare termică pentru aliajul Fe-Ni-Cr este prezentată în Fig. 1. Se constată şi la acest aliaj existenţa unui efect $\Delta\alpha = \alpha_{recopt} - \alpha_{laminat}$ [3, 4].

aliajul prezentînd coeficientul cel mai mic în starea de reducere a secţiunii de 50 %.

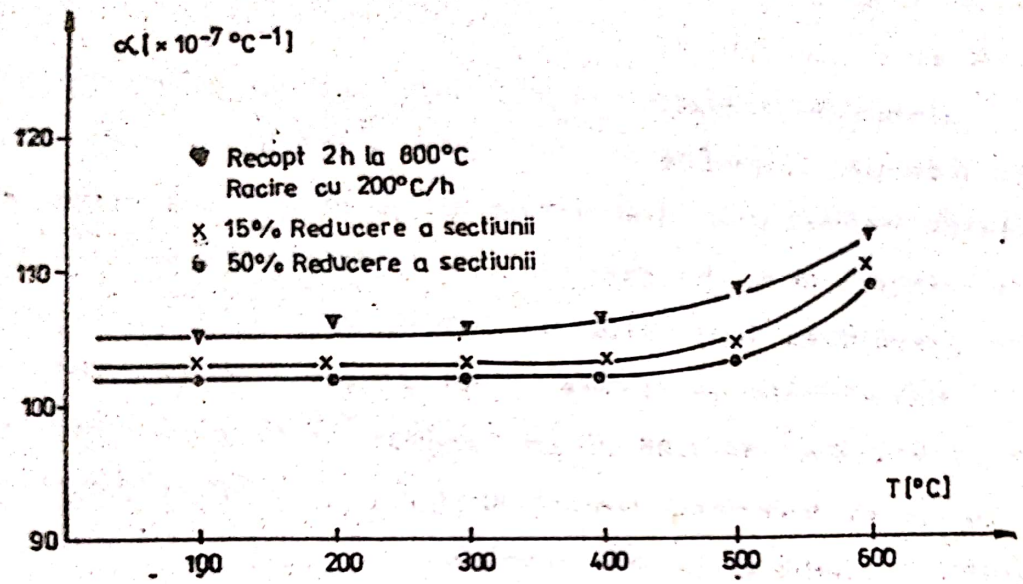


Fig. 1. Dependenţa de temperatură a coeficientului de dilatare termică a aliajului Ni-Fe-Cr (▼recopt 2 ore la 800°C, răcit cu 200°C/oră; ✕ 15% reudcere a secţiunii; ● 50% reducere a secţiunii).

b. Dependenţa proprietăţilor magnetice ale aliajului Fe-Ni-Cr de tratamentul termic aplicat

In Tabelul 2 se prezintă rezultatele măsurătorilor magnetice pentru probe supuse diferitelor tratamente termice:

TABELUL 2

Nr. crt.	Tratament termic	Proprietăţi magnetice				
		μ_o (Gs/OE)	μ_{max} (Gs/Oe)	B_s (Gs)	B_r (Gs)	H_c (Oe)
1.	2 h la 1150°C, răcire cu 500°C/h	5.100	27.000	16.500	8.800	0,15
2.	2 h la 1150°C, răcire cu 250°C/h	4.300	16.000	16.500	7.000	0,3
3.	Netratat	2.600	12.000	16.500	4.500	2,0

Din Tabelul 2 se constată că acest aliaj tratat termic corespunzător prezintă şi proprietăţi magnetice bune (μ_o, μ_{max}, H_c).

Pentru probe netratate termic s-a găsit o inducţie magnetică remanentă redusă, 4.500 Gs, fapt care face posibilă utilizarea acestui aliaj la construirea de matrici pentru separatoare magnetice.

c. Acţiunea agenţilor chimici corosivi asupra sîrmelor din aliaj Fe-Ni-Cr şi Fe-Ni

Rezultatele acţiunii soluţiei de acid clorhidric 1% asupra aliajelor Fe-Ni-Cr şi Fe-Ni imersate total (Fig. 2) şi imersate parţial (Fig.3) arată că pierderile în greutate (mg/cm^2) sînt mai mici la aliajul Fe-Ni-Cr decît la aliajul Fe-Ni.

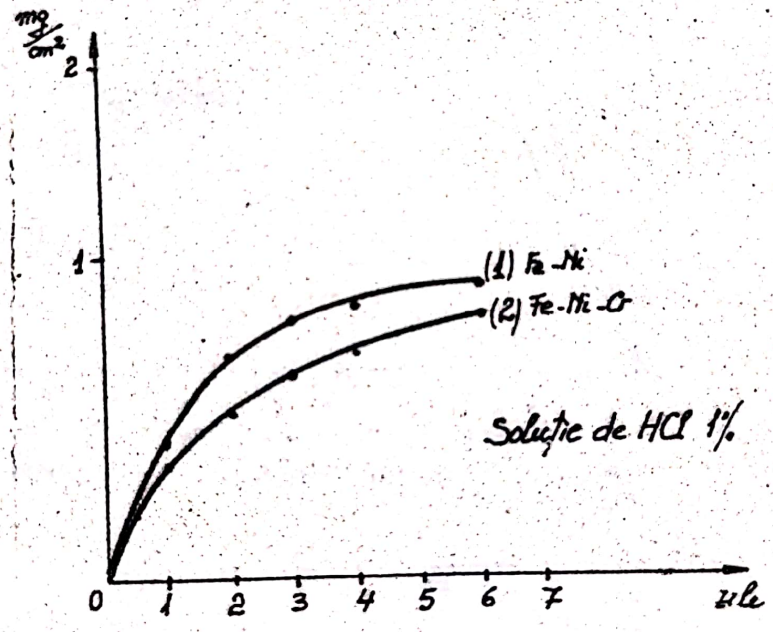


Fig. 2. Dependenţa de timp a pierderilor în greutate pentru sîrme Fe-Ni (1) şi Fe-Ni-Cr(2) imersate total în soluţie de HCl 1 %.

Rezultatele acţiunii amestecului soluţiei de 20 % acid ortofosforic cu 15 % fosfat primar de sodiu asupra sîrmelor de Fe-Ni şi Fe-Ni-Cr sînt prezentate în Fig. 4 şi Fig. 5.

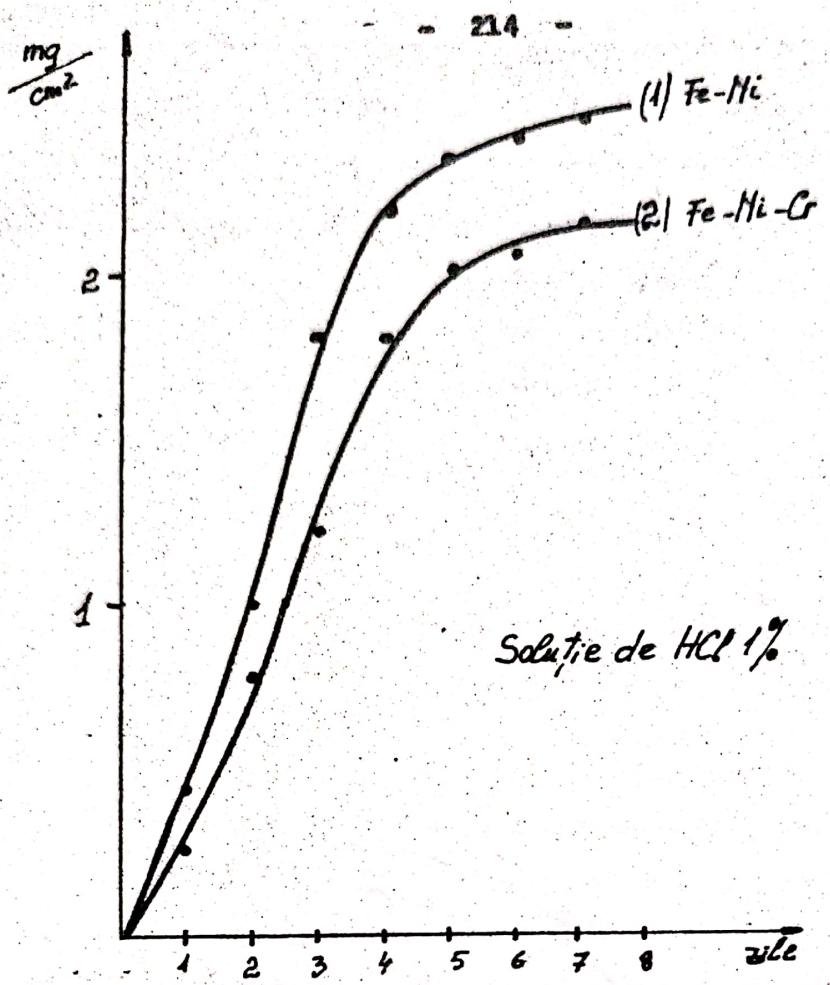


Fig. 3. Dependenţa de timp a pierderilor în greutate pentru sîrme Fe-Ni (1) şi Fe-Ni-Cr(2) imersate parţial în soluţie de HCl 1 %.

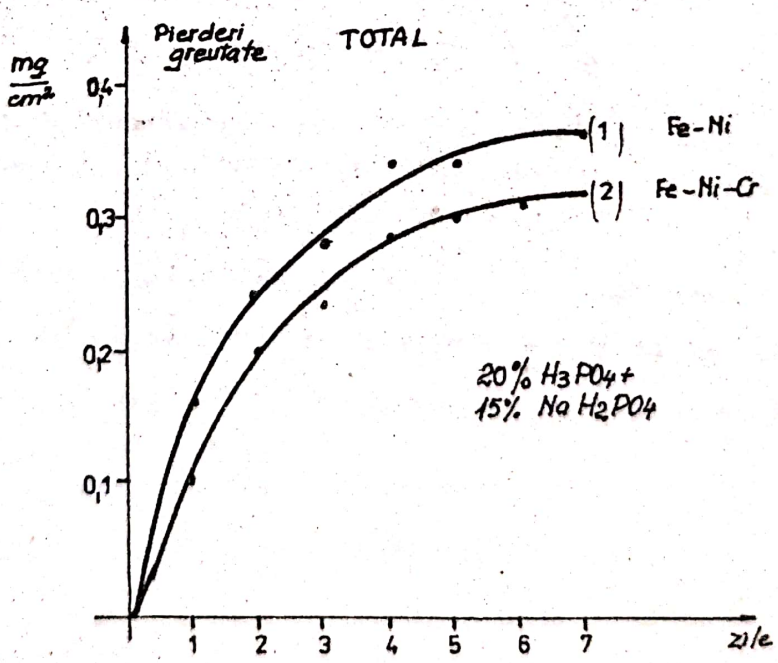


Fig. 4. Dependenţa de timp a pierderilor în greutate pentru sîrme Fe-Ni(1) şi Fe-Ni-Cr(2) imersate total în soluţie 20%acid ortofosforic şi 15% fosfat primar de sodiu

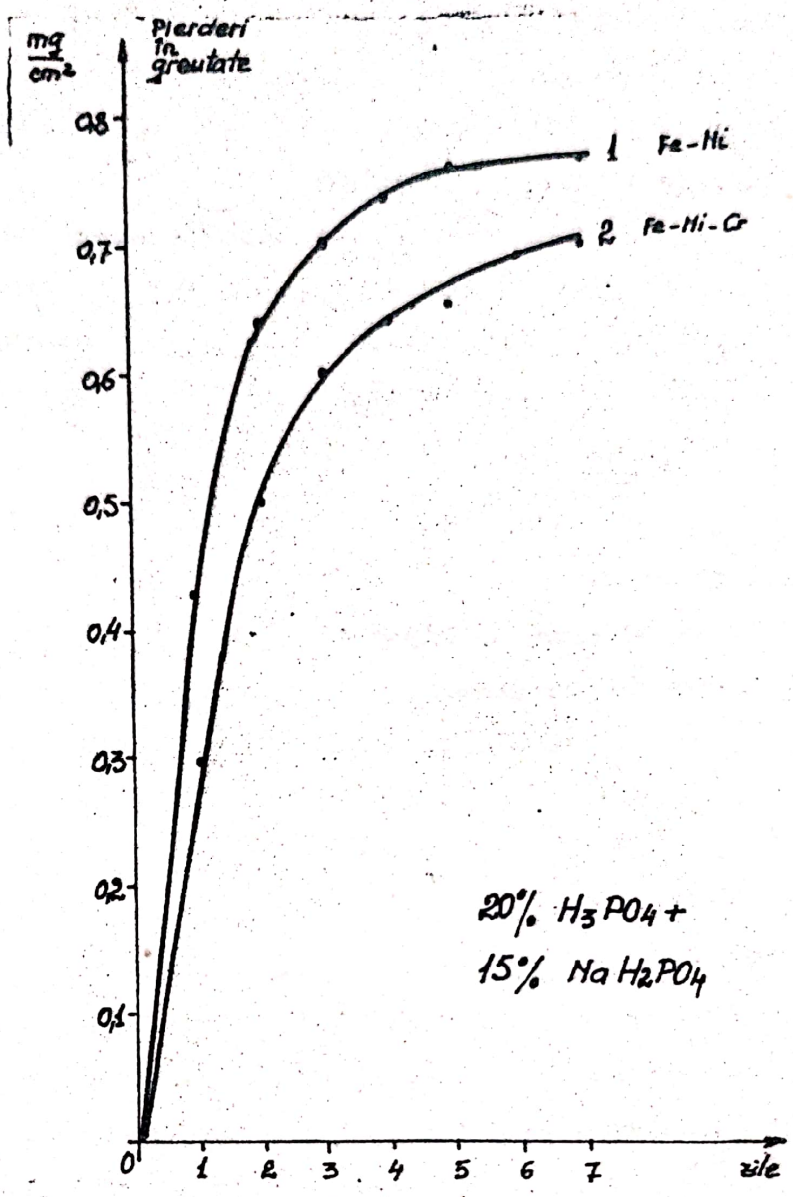


Fig. 5. Dependenţa de timp a pierderilor în greutate pentru sîrme Fe-Ni(1) şi Fe-Ni-Cr(2) imersate parţial în soluţie 20% acid ortofosforic cu 15% fosfat primar de sodiu.

CONCLUZII

1. S-a studiat aliajul 51 % Ni - 1 % Cr - Fe cu adaosuri de Mn şi Si şi s-a pus în evidenţă faptul că acest aliaj poate fi utilizat atît din punct de vedere al proprietăţilor de dilatare termică cît şi datorită proprietăţilor sale magnetice. Aliajul este compatibil cu sticla calcosodică în vederea realizării de treceri etanşe metal-sticlă.

2. S-a constatat că aliajul este mai rezistent la acţiunea agenţilor chimici în raport cu aliajele Fe-Ni cu adaosuri de Mn şi Si utilizate în mod curent pentru treceri metal-sticlă, fapt care lărgeşte aria de aplicaţii în domeniul trecerilor metal-sticlă.

3. S-a constatat că în anumite condiţii aliajul are o inducţie remanentă redusă, $B_r/B_s = 0,28$, fapt care corelat cu valoarea relativ ridicată a inducţiei de saturaţie şi a rezistenţei la coroziune permite aplicarea acestui aliaj la confecţionarea matricilor separatoarelor magnetice.

BIBLIOGRAFIE

1 H. CHIRIAC şi colab., Raport la Contractul 5/1980-1983, beneficiar CSEN Bucureşti ;

2 H. CHIRIAC şi colab. , Raport la Contractul 217/1982-1983, Beneficiar Electrofar Bucureşti.

TRANZITIILE DE FAZA SI MOMENTELE MAGNETICE EFECTIVE IN ALIAJELE $(Ni_{0,8}Cu_{0,2})_{1-x}Pd_x$

P.LUCACI[*] şi I.COSMA[**]

S-a studiat comportarea în domeniul paramagnetic şi tranziţiile de fază funcţie de conţinutul de paladiu la un sistem de aliaje avînd o matrice feromagnetică $Ni_{0,8}Cu_{0,2}$. Punctele Curie şi momentele magnetice efective pe atom de aliaj, determinate din variaţia cu temperatura a susceptibilităţii, indică o influenţă a paladiului asupra proprietăţilor magnetice mult mai slabă comparativ cu cea a altor elemente nemagnetice.

Aliajele binare de NiCu, soluţii solide în tot domeniul de concentraţii, au fost şi sînt încă intens studiate. Cercetarea aliajelor ternare ale nichelului cu elemente nemagnetice se desfăşoară în ultimul timp din ce în ce mai intens, în scopul elucidării influenţei vecinătăţilor nemagnetice asupra ordonării magnetice şi a momentelor atomilor magnetogeni. Intrucît aliajele de NiPd, bogate în Ni au o comportare apropiată de cea a nichelului pur,[1] datorită structurii electronice de bandă similară a celor două metale, ne-am propus să studiem influenţa prezenţei paladiului asupra tranziţiilor de fază şi a momentelor magnetice efective în matricea $Ni_{0,8}Cu_{0,2}$.

Aliajele $(Ni_{0,8}Cu_{0,2})_{1-x}Pd_x$, unde concentraţia de paladiu, x, este cuprinsă între 0 şi 90 procente atomice, au fost preparate prin topire într-un cuptor cu arc de argon, utilizînd componenţi spectrali puri.

---

[*] Asistent [**] Conferenţiar - Institutul politehnic Cluj-Napoca

In vederea obţinerii unei omogenităţi sigure probele au fost topite de 3-4 ori fiecare, iar apoi tratate termic în atmosferă de gaz inert. Concentraţiile eşantioanelor studiate sînt trecute în tabelul 1.

Tabelul 1

PROBA / COMPOZITIE	1	2	3	4	5	6	7	8
Ni % at	100	80	64	48	32	16	8	-
Cu % at	-	20	16	12	8	4	2	-
Pd % at	-	-	20	40	60	80	90	100

Măsurătorile de puncte Curie în cîmpuri magnetice slabe şi cele de susceptibilitate magnetică, într-un cîmp de 6000 gauss, au fost efectuate folosind o balanţă orizontală de tip Faraday cu o precizie de 10^{-7} uem/g. Rezultatele măsurătorilor de susceptibilitate magnetică ($1/\chi$) ca funcţie de temperatură a probelor (2,7) din tabelul 1, împreună cu cele ale nichelului(1) şi a paladiului (8), sînt prezentate în figura 1.

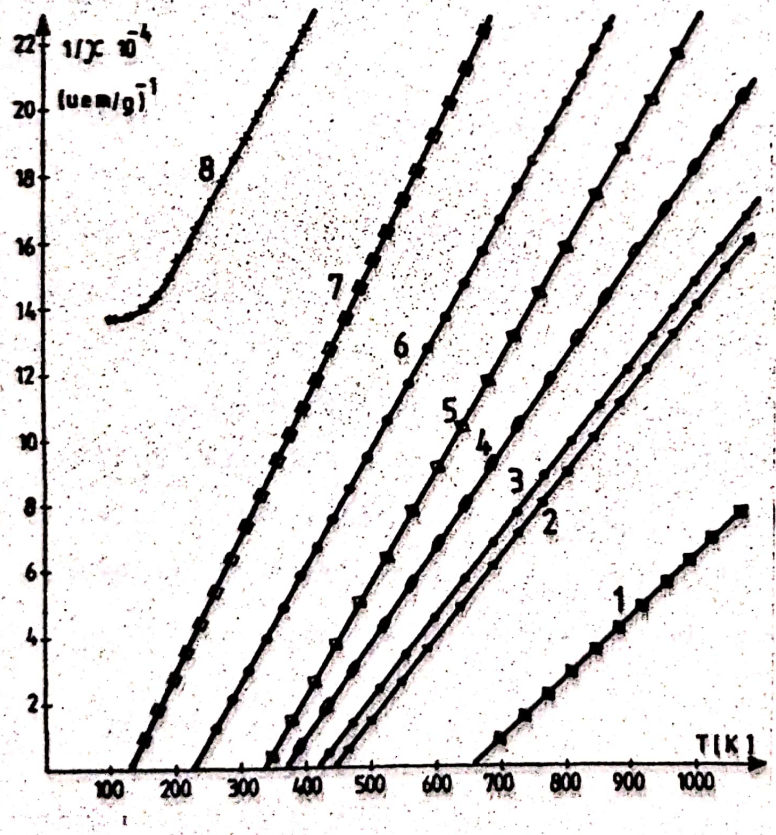


Fig.1. Dependenţa inversului susceptibilităţii în funcţie de temperatură a aliajelor $(Ni_{0,8}Cu_{0,2})_{1-x}Pd_x$.

Datele experimentale arată clar că paramagnetismul aliajelor $(Ni_{0,8}Cu_{0,2})_{1-x}Pd_x$,

respectă o lege de tipul Curie - Weiss:

$$\chi = \frac{C}{T - T_p} + \chi_o, \qquad (1)$$

unde primul termen dependent de temperatură este datorat stărilor electronice localizate, iar χ_o include contribuţiile stărilor nelocalizate, a magnetismului orbital şi a diamagnetismului.

Observînd contribuţiile foarte mici ale termenului independent de temperatură, χ_o, s-au putut calcula constantele Curie şi momentele magnetice efective pe atom de aliaj.

In figura 2 sînt reprezentate grafic momentele magnetice efective în domeniul paramagnetic, împreună cu temperaturile Curie feromagnetice, în funcţie de conţinutul variabil, x, de Pd în matricea $Ni_{0,8}Cu_{0,2}$.

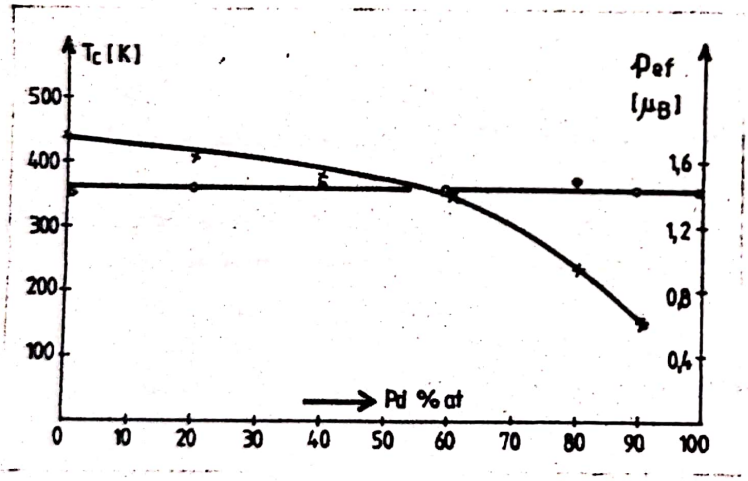


Fig.2. Dependenţa temperaturii Curie feromagnetice şi a momentelor magnetice efective în funcţie de concentraţia x de Pd în aliajele $(Ni_{0,8}Cu_{0,2})_{1-x}Pd_x$.

Din analiza datelor experimentale se constată influenţa slabă a paladiului asupra dispariţiei ordonării magnetice a aliajelor ternare studiate similar cu cea a aliajelor binare de Ni-Pd [2].

De asemenea se constată că momentele efective în starea de dezordine paramagnetică, la introducerea paladiului în matricea $Ni_{0,8}Cu_{0,2}$, rămîn nealterate în jurul valorii de 1,42 μ_B, mai mici decît 1,62 μ_B pentru nichelul pur şi paladiu pur.

Avînd în vedere că structura de bandă explică cel mai bine comportarea paramagnetică a paladiului [3], se poate explica scăderea

temperaturilor Curie la creşterea concentraţiei paladiului în aliajele studiate.

Intr-adevăr, cu toate că paladiul are structura de bandă similară cu cea a nichelului, substituirea progresivă a atomilor de nichel cu atomi de paladiu, cu rază ionică mai mare, determină scăderea interacţiunilor feromagnetice datorită distorsionării reţelei cristaline şi în consecinţă scăderea temperaturilor Curie.

Faptul că momentele magnetice efective pe atom de aliaj rămîn în jurul valorii de 1,4 μ_B, mai mici decît a nichelului pur şi a paladiului pur, înseamnă că nu este vorba numai de o diluţie datorită atomilor de cupru exsitenţi în aliaje, ci şi de o schimbare a densităţii de stări electronice la nivelul Fermi, lucru confirmat şi în studiul unui aliaj NiCuPd de către Murata şi Iwama [4].

BIBLIOGRAFIE

1. CH.A.WERT & R.M.THOMSON,"Physics of Solids" Mc Graw Hill Boock Comp. N.Y. 1964 (pag. 364).
2. "Metals Handboock"8 th Ed. Vol.8, Am.Soc.for Metals Ohio.(1973).
3. E.BURZO, "Fizica fenomenelor magnetice" vol.I, Ed.Academiei 1979 (p.290).
4. I.MURATA şi Y.IWAMA, "Superparamagnetic behavior of NiCuPd spinodal Alloy", J.Magn. Magn. Mat. 31-34/I, 1983 (p.61).

STUDIU COMPARATIV AL PROPRIETATILOR MAGNETICE LA TABLA DIN ALIAJE Fe-Co-V SI Fe-Cr-Co FOLOSITA LA MOTOARE CU HISTEREZIS STATIC

D.FILIP[x], D.RADU[xx] şi M.SUCIU[xxx]

Rezumat Se măsoară inducţia magnetică B_m funcţie de cîmpul magnetic alternativ H_m, cu frecvenţa de 50 Hz, la bandă din tablă groasă de 0.025-0.040 cm, din aliajele pentru magneţi permanenţi Fe-Co-V şi Fe-Cr-Co. Se studiază parametrii magnetici de material din domeniul Rayleigh a dependenţei B_m-H_m şi se analizează unele proprietăţi magnetice de care depinde utilizarea aliajelor la motoarele cu histerezis.

INTRODUCERE

Aliajele Fe-(48-52)%Co-(5-14)%V şi Fe-(5-23)%Co-(23-33)%Cr sînt folosite la magneţi permanenţi [1 la 3] . Aliajele, prelucrate termic, sînt ductile şi pot fi cu uşurinţă deformate plastic la cald şi la rece, în vederea realizării geometriei magneţilor şi a proprietăţilor de magnet permanent.

La aliajele Fe-Co-V durificarea magnetică este descrisă de acţiunea simultană a proceselor de ordonare atomică şi de precipitare a unei faze γ(cfc) din faza ordonată α' (cvc). La aliajele Fe-Cr-Co durificarea magnetică se bazează pe reacţia de descompunere spinodală α (cvc) $\rightarrow \alpha_1$(cvc)+ α_2(cvc), din care rezultă particulele feromagnetice din faza α_1, bogate în Fe,Co fin distribuite în matricea fazei α_2, nemagnetică sau slab magnetică, bogată în Cr.

Pentru unele aplicaţii ale aliajelor ductile Fe-Co-V şi Fe-Cr-Co [4,5] prezintă interes posibilităţile magnetice din domeniul Rayleigh a magnetizării, la cîmpuri magnetice joase.

x- Doctor în fizică, cercet.şt.pr.3, xx- cercet.şt.,
xxx- cercet. şt. pr. 3, Centrul de Fizică Tehnică Iaşi.

Modificarea unor parametri magnetici din domeniul Rayleigh, în funcţie de tratamentele termice aplicate aliajelor Fe-(5.10)%Co--(26-33)%Cr, au fost analizate anterior [6,7]. In lucrare sînt studiate proprietăţile magnetice ale tablei din aliajele Fe-52%Co--13%V şi Fe-5.65%Co-31.6%Cr-2.15%Cu, folosind cîmp magnetizant alternativ cu frecvenţa de 50 Hz. Compararea parametrilor magnetici se face în vederea utilizării aliajelor la motoare cu histerezis static.

EXPERIENTELE

Pentru experienţe au fost folosite eşantioane cu forma de bandă avînd lăţimea de 0.3-0.8 cm, grosimea de 0.025-0.040 cm şi lungimea de 5-15 cm, confecţionate din tablă Fe-52%Co-13%V (producţie comercială Magnetoflex 35 [4]) şi din tablă Fe-5.65%Co-31.60%Cr-2.15%Cu (model experimental CFT Iaşi [7,8]). Tratamentele termice ale tablei Fe-Cr-Co laminate la rece au fost făcute în aer, la 850°C, 0.5 ore şi apoi la 600-500°C, cu viteză controlată de răcire.

Inducţia magnetică B_m, inducţia remanentă B_r şi cîmpul coercitiv H_c al eşantioanelor, au fost măsurate la temperatura camerei, din ciclul de histerezis în cîmp magnetic alternativ cu amplitudinea H_m 380 Oe, obţinut la un ferrotester TR 9801A echipat cu bobine sondă adecvate dimensiunii eşantioanelor.

REZULTATE SI DISCUTII

In fig.1 se compară dependenţa $B_m - H_m$ determinată pentru eşantioanele Fe-Co-V şi Fe-Cr-Co. Inducţia $B_m(H_m)$ a eşantioanelor Fe-Co-V (curbele 1,1') cuprinde o zonă ce poate fi delimitată de către inducţia $B_m(H_m$ a eşantioanelor Fe-Cr-Co (curbele 2,2', 2"). Domeniul Rayleigh a dependenţei inducţiei B_m de cîmpul H_m la ambele aliaje este situat la cîmp magnetic alternativ cu amplitudinea H_m 150 Oe.

In fig.2 se compară valorile permeabilităţii magnetice maxime

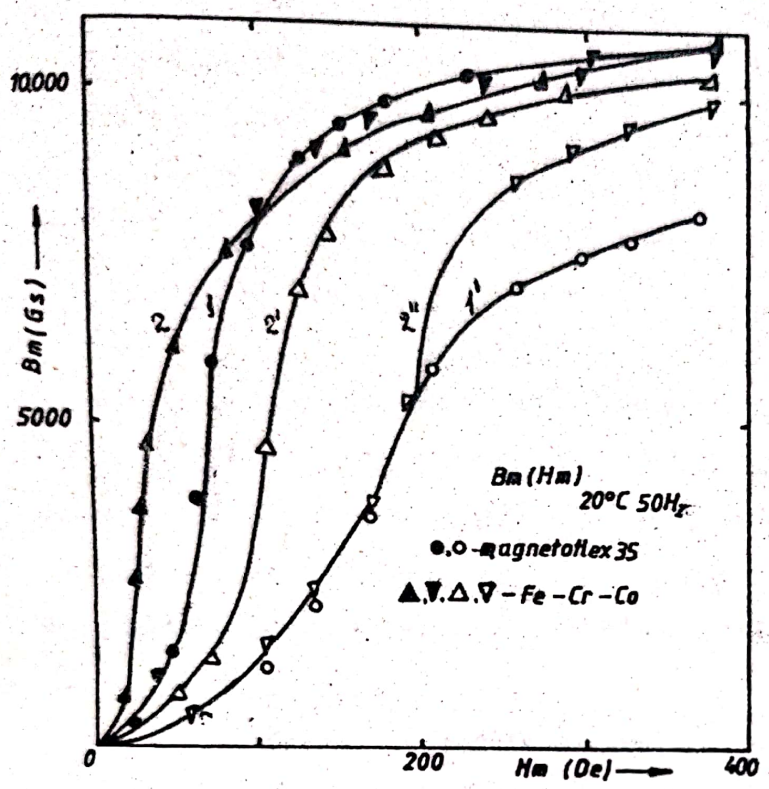


Fig.1. Dependenţa inducţiei B_m faţă de cîmpul H_m la eşantioane Magnetoflex 35 (1,1'), din serii diferite de fabricaţie şi la eşantioane Fe-Cr-Co (2,2', 2"), după diferite durate de recoacere la 600-500°C [7].

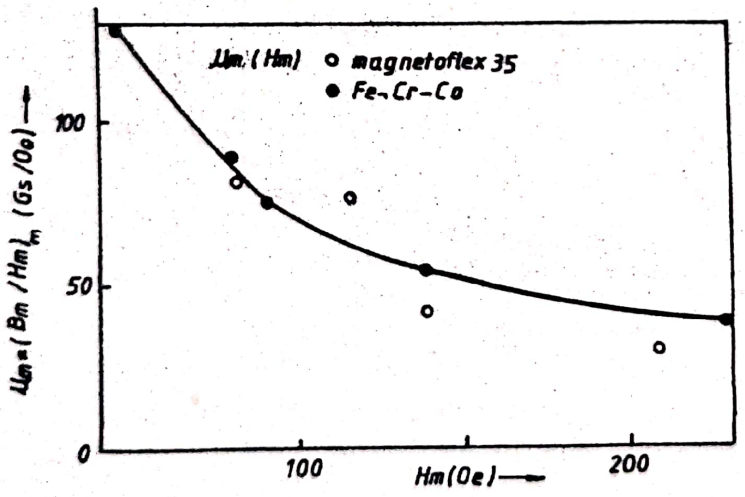


Fig.2. Dependenţa $\mathcal{M}_m = f(H_m)$ la Magnetoflex 35 şi la Fe-Cr-Co.

$$\mathcal{M}_m = (B_m/H_m)_{max} = f(H_m) \qquad (1)$$

determinată din curbele $B_m(H_m)$ ale eşantioanelor studiate. In ambele cazuri, valorile permeabilităţii μ_m sînt atinse la cîmp magnetizant H_m 250 Oe. Aliajele mai bogate în Co, de tipul Fe-Cr-Co, prezintă o variaţie asemănătoare a parametrului μ_m funcţie de H_m, după durate mici ale recoacerii de durificare magnetică [6,7]. Pentru utilizarea tablei la motoare cu histerezis, valorile μ_m caracterizează punctul optim $(B_m,H_m)_o$, pe curba $B_m(H_m)$, de funcţionare a motoarelor [9].

In cazul tablei din Fe-5.65%Co-31.60%Cr.2.15%Cu, alura curbelor $B_m(H_m)$, la cîmpuri H_m relativ joase, a fost corelată cu structura magnetică a aliajului [9]. Variaţia permeabilităţii magnetice

$$\mu = (B_m/H_m) = f(H_m) \qquad (2)$$

funcţie de cîmpul H_m, este ilustrată în fig.3. Valorile $\mu(H_m)$ sînt

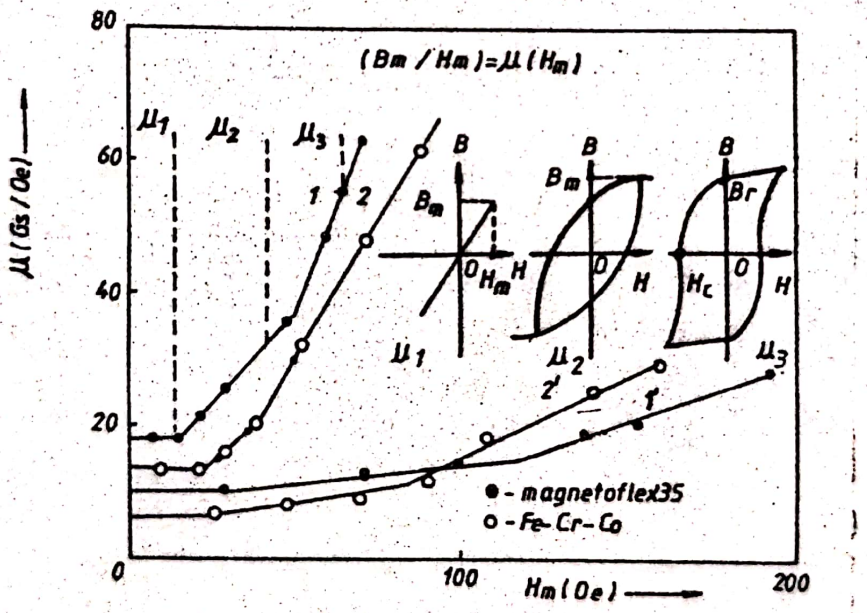


Fig.3. Permeabilitatea magnetică $\mu = f(H_m)$ la eşantioanele Magnetoflex 35 şi Fe-Cr-Co.

obţinute la cîmpuri magnetice $H_m \leq 250$ Oe. Se disting trei zone de variaţie a permeabilităţii $\mu \leq \mu_m$ (μ_1,μ_2,μ_3), la ambele aliaje.

Pentru amplitudinea $H_m \to 0$ a cîmpului magnetic alternativ, inducţiei $B_m \simeq \mu_i H_m$ îi corespunde dreapta din reprezentarea grafică

$B=f(H)$ (fig.3, μ_1). După durate mai mari de tratament termic a aliajelor, valorile μ_1 scad, iar dependența liniară B_m-H_m se extinde la valori mai mari ale cîmpului H_m. La creșterea intensității cîmpului magnetic alternativ, inducția magnetică $B_m \sim (\alpha'_m + \nu' H_m) H_m$ este caracterizată de permeabilitatea magnetică $\mu_2 = \alpha'_m + \nu' H_m$ (α'_m-const., ν' - constanta Rayleigh a inducției magnetice). Dependența $B=f(H)$ descrie o elipsă (fig.3, μ_2). La intensități ale cîmpului magnetic alternativ pentru care $B_m(H_m)$ variază cel mai rapid către valoarea ce conduce la rel.(1), se poate aproxima $B_m \sim (\alpha''_m + \nu'' H_m) H_m$, ce include $\mu_3 = \alpha''_m + \nu'' H_m$ (α''_m, ν'' - constante de material). Ciclul de histerezis $B=f(H)$ trece de la forma eliptică la forma rectangulară (fig.3, μ_3).

La aliajele analizate, panta dreptelor $\mu_2(H_m)$, $\mu_3(H_m)$ poate fi adusă la valori mici (fig.3, 1',2'), prin tratamente termice adecvate de durificare magnetică a aliajelor.

Pentru funcționarea motorului cu histerezis sînt importante atît valorile mari ale permeabilităților μ_2, μ_3, cît și variația lor rapidă în funcție de cîmpul H_m (fig.3, 1,2).

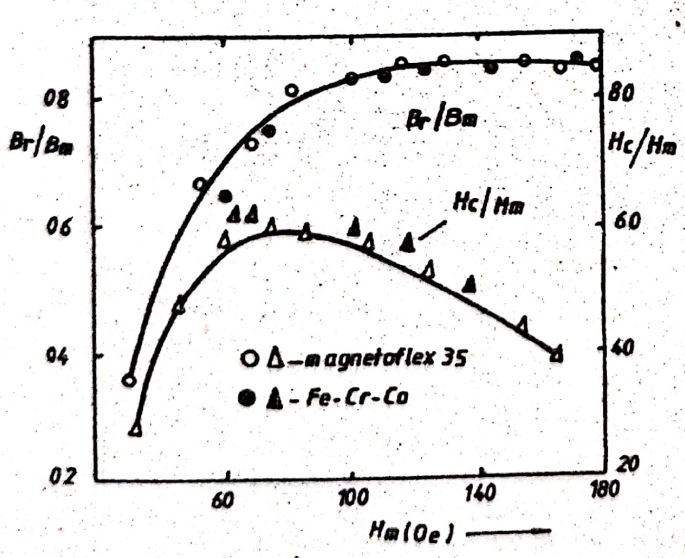


Fig.4. Parametrii B_r/B_m și H_c/H_m la tabla din aliajele Magnetoflex 35 și Fe-Cr-Co (tratat termic la 600-630 °C, 7 ore).

In fig.4 sînt comparate valorile B_r/B_m și H_c/H_m, obținute din măsurătorile făcute la eșantioanele Magnetoflex 35 și Fe-Cr-Co. Din graficele reprezentărilor B_r/B_m, H_c/H_m funcție de H_m se constată că raportul B_r/B_m tinde către valoarea 0.85, iar raportul H_c/H_m tinde la valoarea maximă 0.6 (cîmp magnetic alternativ $H_m \simeq 75$ Oe).

Situația în care magnetizarea tablei din aliaje are loc la cîmp $H_m \simeq 75$ Oe, corespunde zonei μ_3 din fig.3 (dreptele frînte 1,2) caracteristică tranziției ciclului de histerezis de la forma eliptică la forma rectangulară.

CONCLUZII

Curbe identice ale inducției magnetice B_m, funcție de cîmpul magnetic alternativ H_m, se obțin din ciclul de histerezis B-H la frecvența de 50 Hz pentru aliajele ductile de tipul Fe-Co-V și Fe-Cr-Co, după tratamentele lor de durificare magnetică. Permeabilitatea magnetică maximă μ_m, a tablei din aliajele studiate, depinde de asemenea de tratamentele de durificare magnetică, ceea ce face ca gama largă a valorilor μ_m=140-50 Gs/Oe măsurate, să fie condiționată de amplitudinea cîmpului magnetic H_m=10-200 Oe. Ciclul de histerezis optim, de care depinde utilizarea tablei la motoare cu histerezis, poate fi apreciat din reprezentarea permeabilității magnetice $\mu = B_m/H_m$ în funcție de cîmpul H_m. Pentru ambele aliaje pot fi atinși parametrii B_r/B_m=0.85 și H_c/H_m=0.60. Pentru folosirea tablei din aliajele studiate, la motoarele cu histerezis, prezintă interes următorii parametri magnetici: H_m=60-80 Oe; B_r/B_m=0.7-0.8; H_c/H_m=0.55-0.60; $\mu = B_m/H_m$=40-80.

BIBLIOGRAFIE

1. K.HECK, "Magnitnîe materialî i ih tehniceskoe primenenie" (trad.l.germană), Energya Moskva, 1973 (p.80).

2. H.KANEKO, M.HOMMA, K.NAKAMURA, Permanent Magnet of Fe-Cr-Co System, AIP Conf. 5, 1088 (1971).
3. D.FILIP, M.SUCIU, M.CHIRIAC, D.RADU, Aliaje Fe-Cr-Co pentru magneţi permanenţi ductili, Memoriile Secţiilor Stiinţifice, Acad. RSR, 1983 (sub tipar).
4. Dauermagnet - Werkstoffe, Firmenblatt M016/1969, Vacuumschmelze GMBH, Hanau RFG, 1969 (p.1-3).
5. D.FILIP, D.RADU, M.SUCIU, Proprietăţile de magnet permanent, tendinţele de dezvoltare şi utilizare a magneţilor Fe-Cr-Co, Sesiunea de Comunicări SACEP'82, IPEE Electro-Argeş, 1982 (12 p.).
6. D.FILIP, M.SUCIU, M.CHIRIAC, D.RADU, Tehnologia obţinerii aliajelor magnetice Fe-Cr-Co cu aplicaţii la micromotoarele cu histerezis, Studii şi cercetări de laborator, Raport tehnic la contractul de cercetare nr.106/1981, Faza 1981, Beneficiar CSEN Bucureşti.
7. D.FILIP, M.CHIRIAC, M.SUCIU, D.RADU, Tehnologia obţinerii aliajelor magnetice Fe-Cr-Co cu aplicaţii la micromotoarele cu histerezis, Model experimental de bandă magnetică Fe-Cr-Co, Raport tehnic la contractul de cercetare nr.106/1981, Faza A 2/1982, Beneficiar CSEN Bucureşti.
8. D.FILIP, M.SUCIU, D.RADU, Studiul proprietăţilor magnetice la magneţi Fe-Cr-Co cu conţinut mic de cobalt, cu aplicaţii la micromotorul cu histerezis static, Sesiunea de Comunicari SACEP'82, IPEE Electro-Argeş, 1982 (14 p.).
9. N.GALAN "Motorul cu histerezis static" Ed.Tehnică, Bucureşti 1974 (p.1-30).

STUDIUL UNOR ALIAJE Fe-CrCo IN VEDEREA UTILIZARII LOR PENTRU REALIZAREA DE MAGNETI PERMANENTI

C.B. CIZMAS *, S.ZAMFIRA *, M. BIRTAN **, A.NISTOR ***

REZUMAT. S-au studiat aliajele Fe-27%Cr - 12%Mo - 0,6%Ti şi Fe-27%Cr - 12%Co - 3%Mo. S-a efectuat controlul prin metalografie optică şi difracţie de raze X după tratamentul de solubilizare la 1250°.După tratamentul de îmbătrînire termică s-au efectuat măsurători ale dependenţei magnetizării de temperatură, măsurători de difracţie cu raze X şi s-a trasat ciclul de histerezis.

INTRODUCERE. Proprietăţile magnetice dure ale aliajelor Fe-Cr-Co, comparabile cu cele ale aliajelor casante Alnico 5, au fost descoperite de Kaneko şi col. [1]. Aliajul prezintă un gap de miscibilitate ce se dezvoltă în sistemul Fe-Cr-Co din sistemul binar Fe-Cr. Adaosul de cobalt măreşte temperatura de descompunere prin reacţie spinoidală a fazei α şi extinde diferenţa în concentraţii între faza bogată în fier (α_1) şi faza bogată în crom (α_2), precipitate din faza α.

In aliajele Fe-Cr-Co cu coercitivitate mare, atît faza α_1 cît şi faza α_2 se dovedesc a fi feromagnetice. Originea coercitivităţii este pusă pe seama proceselor de inversiune, forţele de imobilizare a pereţilor de domeniu şi deci coercitivitatea aliajelor fiind proporţionale cu diferenţele de anizotropie şi magnetizare a celor două faze [2] .

Analiza microstructurală prin microscopie electronică [3] a pus în evidenţă izotropia descompunerii fazei α a aliajelor Fe-Cr-Co, în etapa incipientă a procesului de îmbătrînire şi prin aceasta eficacitatea aplicării unui cîmp magnetic exterior, în inducerea unei anizotropii

---

* Asist.Univ., Universitatea din Braşov
** Cerc.şt.,I.C.E.- Bucureşti
*** Fiz.princ.. I.U.C - Făgăraş

de formă a precipitatelor de fază α_1 prin alungirea acestora pe direcţia cîmpului magnetic aplicat. Minova şi col.[4] punînd în evidenţă anomalia (muchia) din gap-ul de miscibilitate al sistemului Fe-Cr-Co, indică această zonă ca fiind cea mai favorabilă pentru tratamentul termomagnetic, datorită energiei elasice scăzute.

Mărimea diferenţei de anizotropie şi magnetizare a celor două faze este determinată de diferenţa de compoziţie între fazele respective, diferenţă ce se amplifică prin prelungirea procesului de îmbătrînire cu scăderea temperaturii, izotermic întrepte sau prin răcire continuă. Această, a doua fază a tratamentului de îmbătrînire nu modifică sensibil morfologia structurii, adică lungimea de undă a undelor staţionare compoziţionale, în schimb măreşte amplitudinea acestor unde.

Cercetările din ultimii ani asupra sistemului Fe-Cr-Co s-au axat pe depistarea şi controlarea acelor factori (elemente de aliere suplimentară, condiţii de elaborare şi îmbătrînire) care să genereze valori maxime ale propietăţilor magnetice, în condiţiile reducerii conţinutului de cobalt la 10-15 %Co sau chiar sub 10 %Co, cu sau fără menţinerea ductibilităţii aliajului.

Elementele de aliere cu efecte pozitive asupra propietăţilor magnetice ale acestor aliaje sau dovedit a fi molibdenul, cuprul şi în parte titanul. Exploatînd rolul molibdenului de a accelera cinetica descompunerii şi a determina o descompunere anizotropă a fazei α_1 pe direcţia $\langle 100 \rangle$ şi dirijînd această direcţie prin răcire controlată după turnare, Homma şi col. [5] obţin un magnet cu structură columnară, (Fe-24%Cr-15Co-3Mo) cu Br = 15,4 KG, Hc = 840 Oe şi (BH)max = = 9,5 MGOe. Urmărind realizarea unor magneţi Fe-Cr-Co cu propietăţi ductile deosebite în vederea prelucrării lor prin deformare plastică, după ce a iniţiat introducerea etapei de extrudare pe parcursul procesului de îmbătrînire, Jin şi col. [6] obţin pentru un magnet cu compoziţia Fe-33%Cr-23%Co-2%Cu valori ale caracteristicilor magnetice : Br=13 KG,

Hc = 1o8o Oe, şi (BH)max = 9,8 MGOe. Este subliniat rolul hotărîtor al cuprului, care suplineşte ca efect cobaltul în majorarea coercitivităţii, dar măreşte simultan şi energia magnetului, numai în cazul aplicării etapei de extrudare în procesul de îmbătrînire. Rolul titanului se rezumă se pare la fixarea azotului, element extrem de nociv pentru proprietăţile magnetice.

Remarcăm de asemenea preocupările grupului de la Laboratoarele Bell (SUA) pentru obţinerea de magneţi Fe-Cr-Co cu conţinut redus de cobalt şi uşori deformabili, în vederea utilizării lor la receptoarele telefonice, pentru înlocuirea magneţilor semicasabili Remaloy [7]. In gama de magneţi realizaţi de acest grup, remarcăm magnetul izotropic Fe-28%Cr-1o,5%Co, realizat de Jin şi col [8] şi avînd Br = 9,8 KG, Hc = 4oo Oe şi (BH)max =1,8 MGOe.

EXPERIMENT. Au fost elaborate două aliaje cu compoziţia 27%Cr-12%Co-3%Mo-o,6%Ti-rest Fe şi respectiv 27%Cr-12%Co-3%Mo-rest Fe, prin topire în cuptor de inducţie sub atmosferă de argon şi turnare centrifugală în cochilă de cupru în bare cilindrice cu diametrul de 1o mm şi lungimea iniţială de 25 mm. Barele au fost controlate prin defectoscopie de raze X pentru a determina adîncimea de pătrundere a retasurii (vizibilă la suprafaţă) şi apoi secţionate la limita de pătrundere a retasurii, (cca.15 mm).

Probele rezultate au fost supuse unui tratament de solubilizare la 125o °C în atmosferă de argon, timp de 3 ore şi apoi călite în apă,

Probele au fost supuse în continuare unui ciclu de tratament de îmbătrînire (fig.1) după cum urmează : 1 h la 65o °C în prezenţa unui cîmp magnetic de 2 KG, răcite forţat în

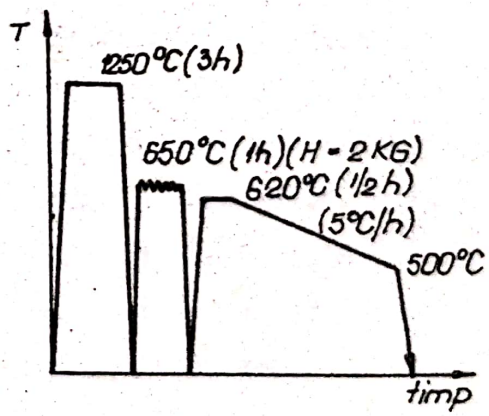


Fig.1 Ciclul de tratament termic

cuptor, prin decuplarea alimentării şi răcirea cu apă a carcasei cuptorului. Instalaţia utilizată în acest scop este prezentată în (fig.2).

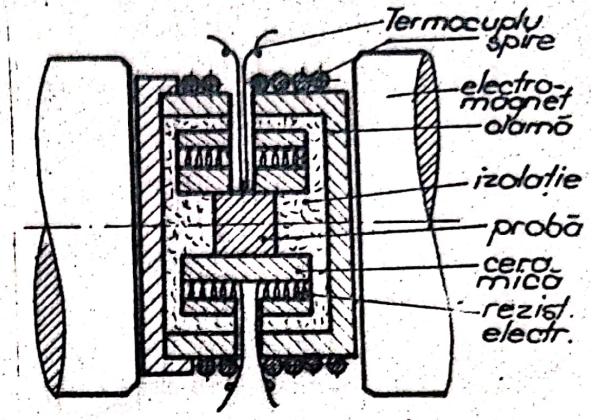


Fig.2. Instalaţia de tratament termomagnetic.

Îmbătrînirea finală s-a făcut de la o temperatură intermediară de 620 °C (1/2 h) cu o viteză de 5 °C/h pînă la 500 °C utilizînd un cuptor tip Adamel cu programator de temperatură. Măsurătorile de difracţie de raze X au fost efectuate înainte şi după tratamentul de îmbătrînire cu un difractometru Philips. Măsurătorile de variaţie a magnetizării la saturaţie au fost efectuate cu o balanţă orizontală de translaţie de tip Weiss-Fourin, iar trasarea ciclului de histerezis s-a făcut cu un histerezograf Walker MH-10/20, după terminarea ciclului de tratament.

REZULTATE SI DISCUTII. Analiza prin microscopie optică şi difracţie de raze X a pus în evidenţă trecerea integrală soluţiei solidă omogenă de fază α . După tratamentul de îmbătrînire s-a urmărit punerea în evidenţă a eficienţei tratamentului. Astfel prin analiza difractometrică de raze X s-a pus în evidenţă despicarea liniei fundamentale [100] în perechi de sateliţi, imagine de difracţie tipică pentru structurile de precipitare [9] . Această analiză arată însă că prin tratamentul de îmbătrînire aplicat nu s-a realizat descompunerea integrală a fazei .

Măsurători ale dependenţei de temperatură a magnetizării la saturaţie (fig.3) pun în evidenţă caracterul feromagnetic al ambelor faze minimele (1) şi (2) putînd fi interpretate ca şi temperaturi Curie ale fazelor respective.

Diferenţa mai mare între temperaturile Curie a celor două faze în proba I, indică un stadiu mai avansat al procesului de descompunere

în acest aliaj, lucru de altfel reflectat atît prin creşterea ampli-

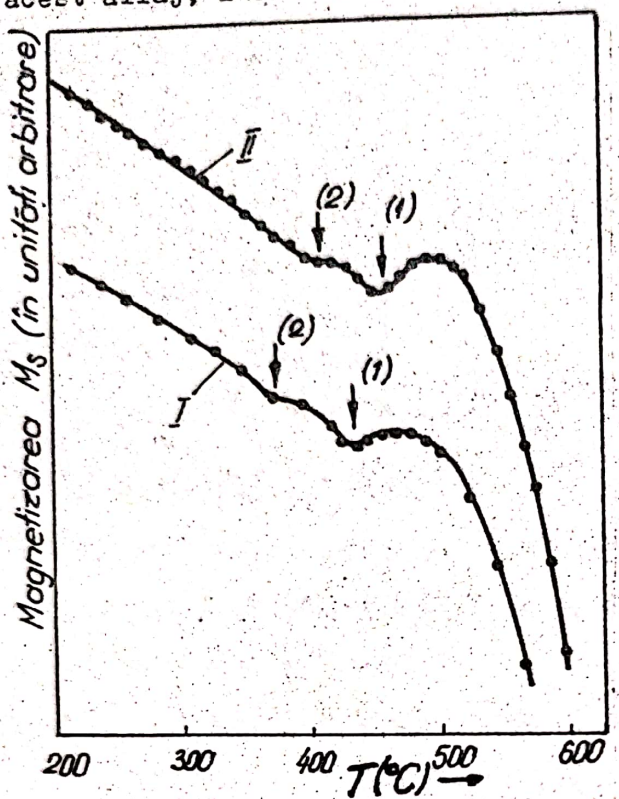


Fig.3. Dependenţa magnetizării la saturaţie de temperatură.

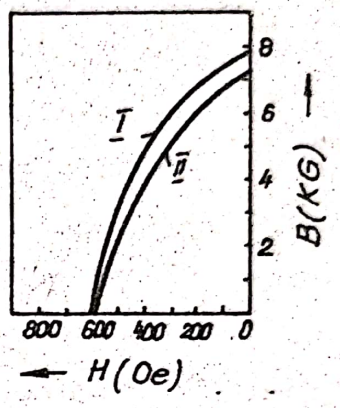


Fig.4. Curbele de demagnetizare.

tudinii şi ariei sateliţilor liniei fundamentale [100], cît şi prin analiza curbelor de demagnetizare (fig.4) şi a valorilor proprietăţilor magnetice obţinute pentru fiecare aliaj. (Tabel I).

Tabel 1

Proba	Compoziţia	Br (KG)	Hc (Oe)	(BH)max (MGOe)
I	Fe-27%Cr-12%Co-3%Mo-0,6%Ti	7,9	610	1,62
II	Fe-27%Cr-12%Co-3%Mo	7,5	600	1,59

Adaosul de titan în proba I, deşi s-a făcut în cantităţi mici, a fost determinant în apariţia diferenţelor de comportare a celor două apliaje, şi asta cu atît mai mult cu cît elaborarea apliajelor nu s-a făcut în vid.

Desigur rezultatele finale sînt modeste, dar obţinerea lor în

condiţiile unui consum mic de materiale şi energie reprezintă o premiză a obţinerii unor rezultate mai bune în viitorul apropiat, prin utilizarea unui număr mai mare de probe pentru a putea stabili regimurile optime de tratament atît din punct de vedere al caracteristicilor magnetice maxime cît şi din punct de vedere al economicităţii. Avem în vedere o extindere, pe viitor a metodelor de investigare şi o mai bună corelare a gamei de compoziţie a aliajelor studiate din sistemul Fe-Cr-Co. cu tratamentul de îmbătrînire aplicat.

BIBLIOGRAFIE

1 - H.KANEKO, M.HOMMA şi K.NAKAMURA, New Ductile Permanent Magnet Fe-Cr-Co System, AIP Conf.Proc, no.5,1088-1092 (1971)

2 - J.D.LIVINGSTON, A Review of Coercivity Mechanisms, J.Appl.Phys. 52,3,2544-2547 (1981)

3 - M.OKADA, G.THOMAS, M.HOMMA şi H.KANEKO, Microstructure and Magnetic Properties of Fe-Cr-Co Alloys,IEEE Trans.Magn., MAG-14, 4,245-252 (1978)

4 - T.MINOVA, M.OKADA şi M.HOMMA, Further Studies of the Miscibility Gap in on Fe-Cr-Co Permanent Magnet System, IEEE Trans.Magn., MAG - 16,3,529-533 (1980)

5 - M.HOMMA, E.HORIKOSHI, T.MINOWA şi M.OKADA, High - energie Fe-Cr-Co Permanent Magnets with (BH)max 8-10 MGOe, Appl.Phys.Lett. 37,1,92-93 (1980)

6 - S.JIN, N.V.GAYLE, J.E.BERNADINI, Deformation - Aged Cr-Co-Cu-Fe Permanent Magnet Alloys,IEEE Trans.Magn.MAG-16,5,1052 (1980)

7 - G.Y.CHIN, S.JIN, M.L.GREEN, R.C.SHERWOOD şi J.H.WERNICK,Low Cobalt Cr-Co-Fe Permanent Magnet Alloys, J.Appl.Phyi,52,3, 2536-2541 (1981)

8 - S.JIN, G.Y.CHIN şi B.C.WONSIEWICZ, A Low Cobalt Ternary Cr-Co-Fe Alloy for Telephone Receiver Magnet Use,IEEE Trans.Magn., MAG-16,1,139-146 (1980).

9 - D.BALLY, L.BENES, R.MANAILA, Difracţia Razelor X şi a Neutronilor Ed.Tehnică, Bucureşti, 1972 (p.297-306).

ASUPRA PROPRIETATILOR DE MAGNET PERMANENT ANIZOTROP A UNOR ALIAJE DE TIPUL Fe-Cr-Co

D. FILIP [x]

Rezumat. Se analizează curbele de demagnetizare şi structura policristalină a unor aliaje Fe-Cr-Co, care conţin 4-12% Co şi, mai puţin de 4%(Cu,Ti,Si,Al,Mn,C). Se găseşte un nou factor care concură la realizarea magneţilor permanenţi anizotropi din aceste aliaje. Densitatea de energie magnetostatică $(BH)_{max}$=1.1-5.0 MGsOe, măsurată la temperatura camerei, depinde de compoziţia şi tratamentele de durificare magnetică a aliajelor.

La durificarea magnetică prin tratamente termice a magneţilor permanenţi anizotropi de tipul Fe-Cr-Co participă doi factori de bază şi anume: 1) cîmpul magnetic aplicat în stadiul iniţial al durificării magnetice; 2) deformarea plastică aplicată după stadiul iniţial al durificării magnetice. Spre deosebire de magneţii de tipul Alnico, la care un rol însemnat îl are orientarea matricei la răcirea direcţională, în cazul magneţilor Fe-Cr-Co, cu excepţia acelora cu adaos de Mo, structura orientată a matricei este distrusă de tratamentele termice şi nu mai prezintă efecte semnificative asupra proprietăţilor de magnet permanent.

In lucrare se precizează existenţa unui nou factor care contribuie la realizarea proprietăţilor anizotrope de magnet permanent, ale unor aliaje ductile Fe-Cr-Co.

Aliajele studiate Fe-(26-31)%Cr-(4-12)%Co(4%)(Cu,Ti,Al,Si, Mn)-(0.3%)C au fost preparate [1] prin topirea elementelor de aliere în cuptor cu inducţie deschis. Lingourile, obţinute la turnare, au fost deformate plastic la cald, prin forjare, după încălzirea prealabilă la 900-1150°C. Analizele chimice şi spectrale ale compoziţiei au indicat modificări de pînă la 2% a Co, Cr, Fe,

x Doctor în fizică, cercet.şt.pr.3, Centrul de Fizică Tehnică Iaşi.

faţă de compoziţia la turnare. Eşantioanele confecţionate din aliajele forjate, cu forma de cilindru (lungimea de 1.1 cm şi diametrul de 1.4 cm), au fost tratate termic la 650-1250°C şi, după răcirea lor bruscă, au fost recoapte cu viteză controlată de răcire la 800-500°C.

Pentru măsurarea inducţiei magnetice $B(H_e)$, la temperatura camerei, la cîmpuri magnetizante $H_e \leq 6500$ Oe, a fost folosit un procedeu de măsură balistic. Structura metalografică a eşantioanelor, atacate chimic cu apă regală, a fost observată la un microscop (15x15) al instalaţiei Elipovist-Karl Zeiss Jena.

In compoziţia aliajelor studiate se remarcă prezenţa a 2%Cu şi mai mult de 0.025%C. Atomii de C, în aliajele Fe-Cr-Co, se găsesc fie ca atomi interstiţiali în reţeaua cristalină (ceea ce produce o oarecare deformare a reţelei şi tensiuni interne), fie legaţi în carburi metalice (cum ar fi incluziunile carburilor de tipul C_6M_{23}). Proprietăţile de magnet permanent ale aliajelor sînt îmbunătăţite de adaosul de 2%Cu [2] dar, sînt deteriorate de prezenţa în aliaje a mai mult de 0.025%C [3]. Rolul Cu şi C, la stabilirea proprietăţilor magnetice ale aliajelor Fe-Cr-Co, nu este explicat îndeajuns. Astfel, deteriorarea proprietăţilor de magnet permanent la aliajele ce conţin mai mult de 0.025%C, nu este în deplin acord cu rolul atribuit [4] tensiunilor interne şi incluziunilor la durificarea magnetică, care este însă preferat în cazul incluziunilor NTi din aliaje [5].

Ca factor care ia parte la crearea anizotropiei magnetice a aliajelor studiate, ce conţin Cu şi C, se evidenţiază ca fiind structura de turnare obţinută după solidificare.

La reţinerea după deformarea plastică la cald a unui anumit nivel din structura de turnare, observaţiile metalografice au indicat prezenţa în aliaje a cel puţin două faze cristaline. Cristalitele cu forma dendritică, solidificate din topitură la aliaje-

le răcite după turnare, conţin una dintre faze, care se dizolvă greu în masa de bază a aliajului încălzit ulterior pînă la 1250°C. Din acest motiv, în funcţie de gradul deformării plastice la cald, eşantioanele din aliaje au prezentat structuri metalografice conţinînd: 1) faze cu aspect de ace preferenţial orientate; 2) cristalite poliedrale neomogene; 3) cristalite poliedrale omogene, cu lanţuri de carburi metalice (la grad înalt al deformării plastice prin forjare sau prin laminare [6]).

In fig.1 sînt date curbele de demagnetizare B(H), ale eşantioanelor din aliajul 60%Fe-26.5%Cr-9.5%Co-2%Cu-1%Ti-(Al,Si,Mn,C).

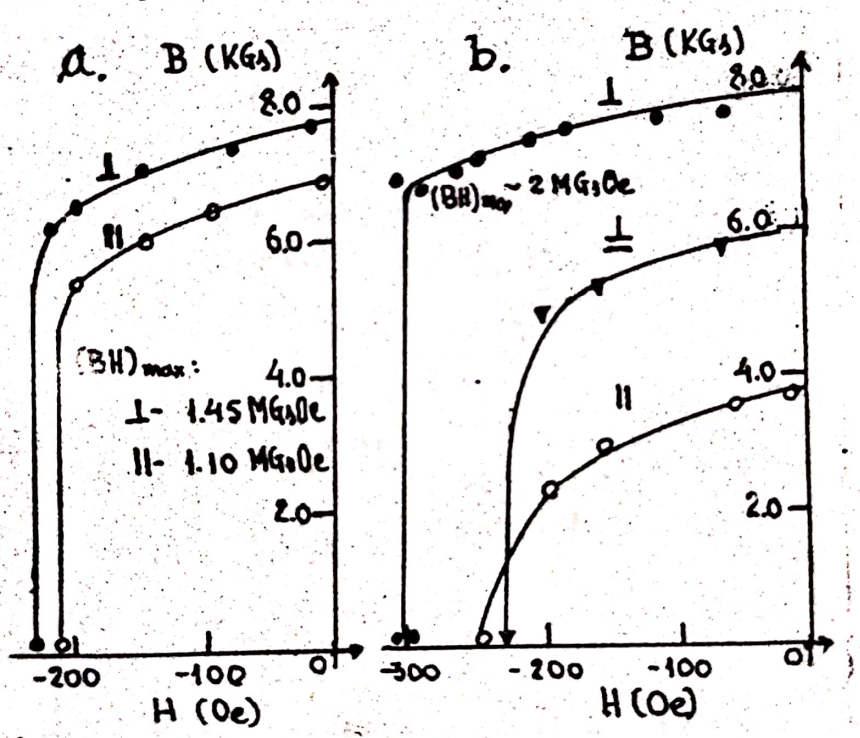


Fig.1. Curbele de demagnetizare B(H) la eşantioane cilindrice din 60%Fe-26.5%Cr-9.5%Co-2%Cu-1%Ti-(Al,Si,Mn,C): a- cristalite poliedrale neomogene; b- structură preferenţial orientată. Cîmp magnetic H_e în direcţiile: ⊥ - razei cilindrului (paralelă cu orientarea preferenţială a fazelor structurale, direcţie optimă de magnetizare); ⫫, || - razei şi respectiv, generatoarei cilindrului (perpendiculare la prima direcţie).

In timpul măsurătorilor inducţiei B(H_e), a eşantionului cilindric, cîmpul magnetic exterior H_e a fost orientat: (⊥⫫)- per-

pendicular la generatoarea cilindrului, adică paralel cu direcţia orientării preferenţiale a fazelor structurale; (⊥)- paralel la generatoarea cilindrului, adică perpendicular la direcţia orientării preferenţiale a fazelor structurale. In exemplul dat în fig.1, valoarea inducţiei remanente B_r= 8 KGs a aliajului este mai mică decît valoarea inducţiei remanente corespunzătoare aliajului fără carbon, avînd anizotropia magnetică obţinută cu tratament termomagnetic sau cu deformare plastică.

Curbele de demagnetizare $B(H)_\perp$ şi $B(H)_\parallel$ sînt identice pentru eşantioanele din aliajele cu cristalite relativ omogene, slab orientate şi cu lanţuri de carburi la limita cristalitelor. In acest caz, după cum se observă din fig.2, curbele de demagnetizare B(H) pentru aliaje cu compoziţii diferite scot în evidenţă că inducţia

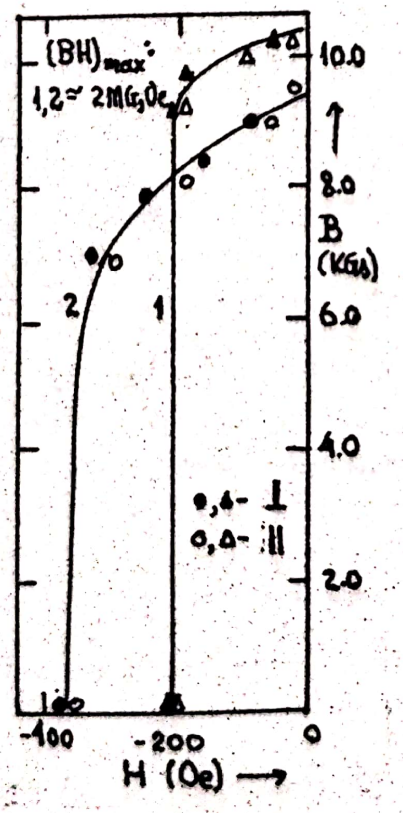


Fig.2. Curbele de demagnetizare B(H) la aliajele Fe-31.6%Cr-5.7%Co-2%Cu (1) şi Fe-28%Cr-9%Co-2%Cu (2). Cîmp magnetic H_e perpendicular (⊥) şi paralel (∥) la generatoarea eşantionului cilindric.

remanentă $B_r > 8$ KGs, cîmpul coercitiv $_BH_c \leq 400$ Oe, şi produsul energetic maxim $(BH)_{max}$ = 1.2-2.0 MGsOe, ajung la valorile caracteristice [7] magneţilor izotropi Fe-Cr-Co. La eşantioanele din aliajele deformate plastic la cald prin laminare, a căror structură metalografică prezente lanţuri orientate de carburi metalice, proprietăţile magnetice sînt inferioare valorilor date mai sus. Este însă posibil ca formarea unor asemenea lanţuri de car-

buri metalice să indice faptul că una dintre fazele aliajului, solidificat la răcire, dizolvă o cantitate mai mare de carbon.

Incercările de optimizare a tratamentelor de durificare magnetică, la aliajele cu concentraţii de 7-12%Co, au condus la parametrii magnetici $B_r > 10$ KGs, ${}_BH_c \geq 400$ Oe, $(BH)_{max} = 2.3-3.6$ MGsOe. După cum se observă la curbele de demagnetizare date în fig.3 (curbele 1, 1'), cifra de calitate $(BH)_{max}$ a magneţilor analizaţi este de două ori mai mare decît a magneţilor izotropi,

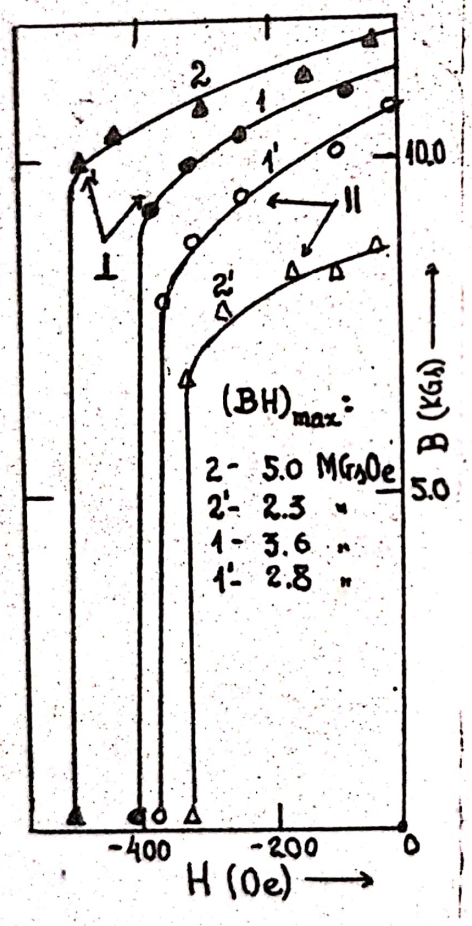


Fig.3. Curbele de demagnetizare B(H) la aliajele Fe-28%Cr-12%Co-1%Ti-2%Cu-2%(Si,Al,Mn, Nb) (1,1') şi Fe-33%Cr-11.5% Co-2%Cu (2,2'). Cîmp magnetic H_e perpendicular (⊥) şi paralel (∥) la generatoarea eşantioanelor cilindrice a căror secţiune prezenta structurile metalografice: 1,1'-cristalite poliedrale neomogene cu o fază preferenţial orientată; 2,2' -cristalite poliedrale omogene cu lanţuri de carburi (tratament termomagnetic în cîmp magnetic orientat după direcţia generatoarei cilindrilor).

fără carbon, cu compoziţia de bază identică. Eşantioanele din aliajul durificat magnetic, cu tratament termomagnetic în cîmp magnetic perpendicular pe direcţia optimă a magnetizării (adică paralel cu generatoarea eşantionului cilindric), prezintă curbe de demagnetizare B(H) (fig.3, 2,2') la care cifra de calitate

$(BH)_{max}$= 5 MGsOe ajunge la valoarea magneţilor anizotropi Fe-Cr-Co fără carbon, avînd 8-12%Co.

Factorul structural menţionat în lucrare, conduce la obţinerea unor magneţi anizotropi Fe-Cr-Co, cu adaos de carbon, cu cifra de calitate de pînă la 3.6 MGsOe, fără a mai fi necesară folosirea tratamentului termomagnetic sau a deformării plastice în timpul tratamentului de durificare magnetică. Pentru aplicaţii practice prezintă importanţă direcţia de anizotropie magnetică, care, de exemplu, poate fi realizată cu uşurinţă în planurile secţiunilor transversale ale magneţilor cu forma de placă şi a magneţilor cu forma de cilindru.

BIBLIOGRAFIE

1. D.FILIP, M.SUCIU, M.CHIRIAC, D.RADU, Tehnologia obţinerii aliajelor magnetice Fe-Cr-Co cu aplicaţii la micromotoarele cu histerezis. Raport la contractul de cercetare nr.106/81. Faza Studii şi experimentări de laborator, Beneficiar CSEN Bucureşti, 1981 (p. 10-14).
2. S.JIN, N.V.GAYLE, J.E.BERNARDINI, Deformationa-Aged Fe-Cr-Co Permanent Magnet Alloys, IEEE Trans. Magn.Mag. 16(5), 1050-1052 (1980).
3. G.Y.CHIN, T.S.CHANG, T.WU, The Effect of Carbon on Magnetic Properties of an Fe-Cr-Co Permanent Magnet Alloys, IEEE Trans. Magn. Mag.8(2), 781-788 (1982).
4. S.V.VONSOVSKII, "Magnetizm", Izd.Nauka, Moskva 1971 (p.839-851).
5. S.TANIGAWA, M.IWATA, Patent Japonez nr. 55-62465, 1979.
6. D.FILIP, M.CHIRIAC, D.RADU, M.SUCIU, Tehnologia obţinerii aliajelor magnetice Fe-Cr-Co cu aplicaţii la micromotorul cu histerezis. Raport tehnic la contractul de cercetare nr.106/81.Faza A2/1982, Beneficiar CSEN Bucureşti, 1982 (p.15-16).
7. N.REZLESCU, R.TEODORIU, D.FILIP, M.CHIRIAC, E.REZLESCU, V.BADESCU, M.NEAGU, N.COJOCARU, Progrese şi tendinţe în magnetism, Memoriile Secţiilor Stiinţifice, Acad. RSR, nr.1, 1983 (sub tipar).

Scanned with OKEN Scanner

CONSIDERAŢII ASUPRA PROPRIETĂŢILOR MAGNETICE ALE UNOR METALE FEROMAGNETICE INCORPORATE IN DIAMANTUL SINTETIC "DACIA"

PAVEL EUGEN+

R e z u m a t

Se prezintă rezultatele măsurătorilor de magnetizare de saturaţie, susceptibilitate magnetică, magnetizare remanentă şi concentraţii ale cristalelor de diamante sintetice care au încorporat sub formă dispersată metale feromagnetice Fe, Ni şi Co. La concentraţii mari, incluziunile au dimensiuni mari şi se comportă magnetic asemănător cu materialul bloc. Incluziunile de dimensiuni mici sînt superparamagnetice.

S-au efectuat determinări ale dimensiunilor medii ale acestor incluziuni. ($P_{SPM} \approx 100$ Å)

1. Introducere

Studiul incluziunilor de metale feromagnetice încorporate în cristale izolatoare, în timpul creşterii acestora, prezintă importanţă pentru cinetica procesului de creştere.

Cristalele de diamant sintetic (D.S.) se produc pe scară industrială din grafit prin folosirea unui catalizator metalic la presiuni şi temperaturi înalte.

Dimensiunea maximă a cristalelor este de cca. 5 mm. Datorită faptului că aliajul catalizator are în componenţă metale feromagnetice incluziunile prezente în D.S. vor imprima cristalelor proprietăţi magnetice.

Cristalele analizate au fost prelevate din loturi experimentale realizate cu aliaje catalizatoare pe bază de Fe, Co şi Ni [1] , [2]. Dimensiunea maximă a cristalelor utilizate a fost de circa o,5 mm.

+ Centrul de Cercetare Stiinţifică şi Inginerie Tehnologică pentru Mecanică Fină şi Scule - Bucureşti

2. Incluziunile metalice

Incluziunile metalice prezente în D.S. sînt de trei tipuri: i) atomi izolaţi; ii) agregate de atomi avînd dimensiuni mici; iii) bucăţi mari din aliajul catalizator încorporate în cristale.

In cazurile ii) şi iii) incluziunile sînt distribuite în principal sub forma unor linii înguste sau a unor benzi pornind radial din centru spre vîrfurile şi muchiile cristalului.

Această distribuţie a incluziunilor este datorată instabilităţilor de creştere pe direcţiile cu vitezele cele mai mari. Este de remarcat faptul că distribuţia este specifică fiecărui tip de habit cristalin, de la cub la octaedru.

3. Susceptibilitatea magnetică

Pentru valori mici ale cîmpului magnetic magnetizarea este proporţională cu cîmpul magnetic:

$\chi = M / H$ (1) Rezultate ale măsurătorilor efectuate pe mostre de D.S. sînt redate în Fig.1.

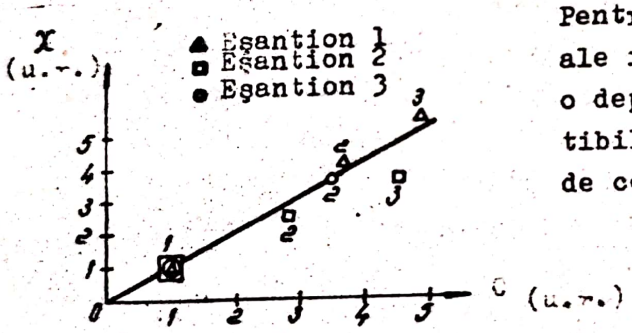


Fig.1.

Pentru concentraţii scăzute ale incluziunilor, se constată o dependenţă liniară a susceptibilităţii magnetice în funcţie de concentraţie.

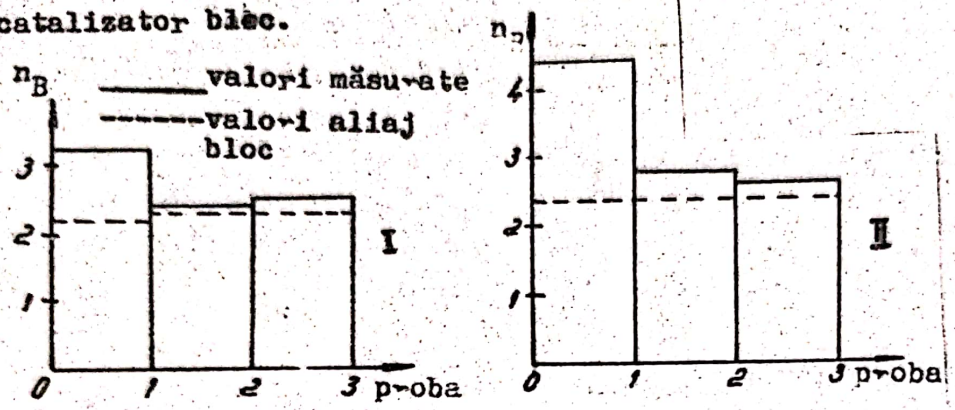
Susceptibilitatea magnetică în funcţie de concentraţia incluziunilor.

4. Saturaţia magnetică

Aplicarea unui cîmp magnetic intens duce la saturarea magnetizării aliajelor pe bază de Fe,Ni şi Co. Cunoscînd concentraţiile elementelor feromagnetice din componenţa incluziunilor precum şi valoarea magnetizării de saturaţie specifică (σ_s) se poate calcula magnetizarea specifică pe atom a aliajului după formula:

$$n_B = \frac{\sigma_s}{\mu_B N_A \left(\frac{c_1}{M_1} + \frac{c_2}{M_2} + \frac{c_3}{M_3} \right)} \qquad (2)$$

n_B reprezintă numărul efectiv de magnetoni Bohr (μ_B) .
Rezultate ale măsurătorilor sînt prezentate în histogramele 1, 2 . Se constată că la concentraţii mari ale incluziunilor se obţin valori apropiate de cele corespunzătoare aliajului catalizator bloc.

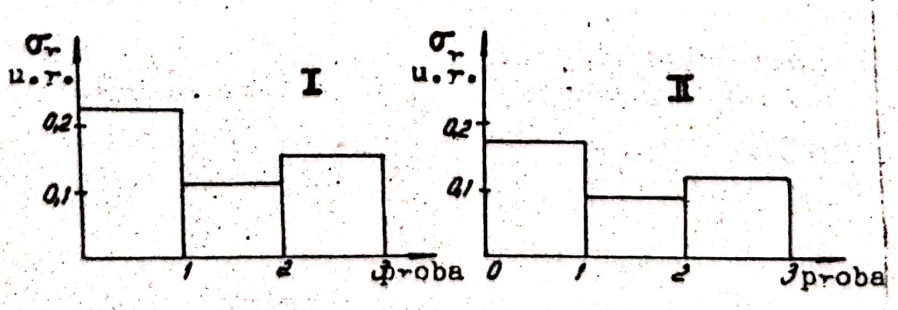


Histograme pentru magnetizarea de saturaţie exprimată în numere efective de magnetoni Bohr.

Contribuţia principală la magnetizarea de saturaţie va fi datorată aliajului catalizator încorporat în cristal sub formă de incluziuni de dimensiuni mari.La concentraţii mici, magnetizarea de saturaţie specifică va creşte puternic datorită prezenţei agregatelor de atomi cu proprietăţi magnetice deosebite.

5. Magnetizarea remanentă

Magnetizarea remanentă specifică are aceleaşi caracteristici ca magnetizarea de saturaţie specifică.(Histogramele 3, 4) . Mărimea σ_r este sensibilă la prezenţa particulelor izolate de dimensiuni mari care modifică puternic rezultatele. Se pot pune astfel în evidenţă prezenţa unor incluziuni de dimensiuni mari în cristale care au concentraţii mici de metal încorporat.



Histograme pentru magnetizarea remanentă specifică exprimată în unităţi relative.

. // .

6. Superparamagnetismul incluziunilor metalice din D.S.

Particulele alcătuite din materiale feromagnetice, sub o anumită dimensiune geometrică critică, se prezintă sub forma unui singur domeniu magnetic (Fig.2)

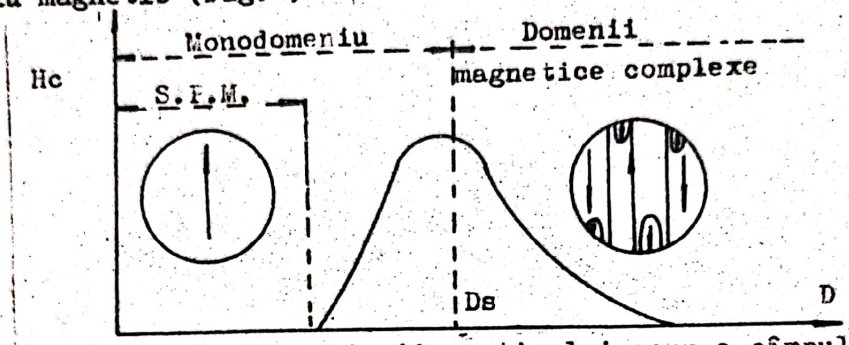


Fig.2. Influenţa dimensiunii particulei asupra cîmpului magnetic coercitiv şi a domeniilor magnetice.

Evaluările efectuate pentru materiale feromagnetice dau valori în jur de 100 Å pentru raza unei sfere confecţionată din aceste materiale (Tabel II). Particulele posedă o magnetizare remanentă aproximativ egală cu magnetizarea de saturaţie.

Pentru a modifica direcţia de magnetizare trebuie acţionat cu un cîmp magnetic exterior care să compenseze energia de anizotropie:

$$E_a = K_1 V \sin^2\theta \qquad (3)$$

V - volumul particulei, K_1 - constanta de anizotropie

θ - unghiul dintre "axa de uşoară magnetizare" şi direcţia cîmpului magnetic extern.

In cazul în care temperatura este suficient de înaltă, magnetizarea particulelor va avea un caracter brownian. Un cîmp magnetic exterior va magnetiza sistemul după o lege Langevin:

$$M = M_0\left[\mathrm{cth}\left(\frac{\mu H}{k_B T}\right) - \frac{k_B T}{\mu H}\right] \qquad (4)$$

Momentul magnetic μ înglobează contribuţia tuturor atomilor (circa 10^5 - 10^6 atomi) constituenţi ai particulei.

O analiză a problemei [4], [5], [6] conduce la valoarea dimensiunii medii a particulelor:

$$\bar{V}_0 = \frac{3 k_B T \chi}{M_s M_s} \qquad (5)$$

M_s - magnetizarea de saturaţie a probei

M_s - magnetizarea de saturaţie pentru probă bloc.

Evaluările efectuate pentru sortimentele "T" (probele 1) din cele trei eşantioane conduc la următoarele rezultate pentru raza sferei particulei incluzionate în D.S. (R_{SPM}):

TABELUL I

Eşantion	1	2	3	3
Proba	1	1	1	2
R_{SPM}(Å)	9o	1oo,7	45	11o

Razele critice pentru particulele sferice de Fe, Ni şi Co sînt redate în tabelul II.

TABELUL II

Element	Fe	Ni	Co
Rc(Å)	125	14o	4o

Se constată că R_{SPM} pentru sortimentul "T" se încadrează în valorile date în literatură.

7. Concluzii

Din prelucrarea rezultatelor măsurătorilor magnetice a reieşit faptul că incluziunile metalice prezente în sortimentele cu concentraţii mari de metal au dimensiuni mari şi proprietăţi magnetice apropiate de cele ale aliajului catalizator încorporat. Incluziunile de dimensiuni mici se comportă superparamagnetic.

Corelînd măsurătorile de susceptibilitate magnetică, saturaţie magnetică şi concentraţie s-a determinat dimensiunea medie a incluziunilor superparamagnetice de dimensiuni mici. Se conturează astfel o cale cu aplicaţii în industrie , de folosire a proprietăţilor magnetice la caracterizarea sortimentelor de D.S..

B I B L I O G R A F I E

1. HERBERT M.STRONG, U.S.P. 2.947.609 (1960)
2. KANDA H., FUKUNAGA O., J.Mater.Sci. 15 (11), 2743 (1980)
3. K.KROP şi J.MIZIA, Acta Physica Polonica vol XXXIV (1968) Fasc. 2(8) pag.347.
4. CAHN J., Trans.AIME 209,1309 (1957)
5. S.V.VONSOVSKI, Magnetismul - Editura Stiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1981.
6. G.T.RADO, H.SUHL - Magnetism Vol.III - Spin Arrangements and Crystal Structure, Domains and Micro-magnetics.Academic Press, 1963.

ASPECTE MICROSTRUCTURALE IN FEROFLUIDE

CONSTANTIN COTAE

In lucrare sînt prezentate unele caracteristici şi sînt evaluate unele din principalele caracteristici microstructurale ale ferofluidelor nepolare pe bază de hidrocarburi.

Este prezentată o metodă experimentală pentru deducerea diametrului (volumului) hidrodinamic mediu al particulelor magnetizabile din ferofluide.

I. INTRODUCERE

Ferofluidele sînt sisteme disperse bifazice, alcătuite dintr-o fază solidă magnetizabilă, sub formă de particule fine, stratul stabilizant şi o fază lichidă ce constituie mediul de dispersie. Pentru ca ferofluidele să rămînă stabile este necesar ca particulele solide să fie suficient de mici încît mişcarea Browniană să se opună tendinţei de aglomerare şi sedimentare a particulelor.

Modelele teoretice privind existenţa, comportarea microstructurală şi macrostructurală a ferofluidelor sub diverse acţiuni interne şi externe, necesită luarea în considerare a parametrilor microstructurali ai ferofluidelor.

In lucrarea prezentă sînt prezentaţi şi evaluaţi, unii dintre principalii parametri ai ferofluidelor nepolare ce sînt utilizaţi în mod obişnuit în diverse modele teoretice.

Simboluri frecvent utilizate

k- constanta lui Boltzman,
ρ_s- densitatea fazei solide,
ρ_l- densitatea fazei lichide,
ρ_f- densitatea ferofluidului,
η_f- coeficientul de vîscozitate dinamică al ferofluidului,
η - coeficientul de vîscozitate dinamică al bazei,

Asistent dr, Catedra de Fizică, Institutul Politehnic Iaşi.

Scanned with OKEN Scanner

M_s - magnetizaţia de saturaţie a solidului din care provin particulele magnetice,
μ - momentul magnetic dipolar,
d_f - diametrul fizic,
d_m - diametrul magnetic,
d_h - diametrul hidrodinamic,
a_o - grosimea stratului nemagnetic format la suprafaţa particulelor,
ε_v - concentraţia volumică de particule solide în ferofluid,
- constanta de cuplaj a particulelor,
p - numărul de particule pe unitatea de volum,
K - constanta de anizotropie a particulelor magnetizabile,
τ_o - timpul de amortizare a precesiei Larmour.

II. PARAMETRII MICROSTRUCTURALI CE CARACTERIZEAZA FEROFLUIDELE

Ferofluidele sînt dispersii de particule magnetizabile ca cele descrise iniţial de Rosensweig [1-3] , putînd avea atît proprietăţi polare cît şi nepolare în funcţie de lichidul de bază utilizat. Proprietăţile microstructurale ale ferofluidelor sînt însă determinate atît de caracteristicile particulelor solide dispersate cît şi de mediul de dispersie.

Parametrii principali necesari a fi luaţi în considerare în tratarea micro şi macrostructurale din ferofluide sînt:dimensiunea, distribuţia dimensională şi concentraţia particulelor solide din suspensie, constanta de cuplaj şi scara timpilor caracteristici.

II.1. Dimensiunea, distribuţia şi concentraţia particulelor solide din ferofluide

Parametrii dimensionali ce caracterizează particulele solide din suspensie sînt: diametrul fizic, diametrul magnetic şi diametrul hidrodinamic.

Diametrul fizic şi diametrul hidrodinamic sînt determinaţi experimental [4 - 7], iar diametrul magnetic cu ajutorul relaţiei:

$$d_m = d_f - 2a_o \qquad (1)$$

Diametrul fizic mediu al particulelor din suspensie este dat de relaţia [8]:

$$\bar{d}_f = \frac{\sum n_i \bar{d}_i}{\sum n_i} \qquad (2)$$

unde $\bar{d}_i$ este diametrul fizic mediu al unei frecţiuni determinat din microscropia electronică.

Frecvenţa procentuală a distribuţiei fiecărei frecţiuni se calculează conform relaţiei[8]:

$$F_j = \frac{n_j}{\sum n_i} \cdot 100 \qquad (3)$$

unde n_j este numărul de particule din fracţiunea j iar $\sum n_i$ reprezintă numărul total de particule din fracţiunile considerate.

Deviaţia standard (σ) este stabilită cu ajutorul expresiei [8]:

$$\lg \sigma = \sqrt{\frac{\sum n_i (\lg \bar{d}_i - \lg \bar{d}_f)}{\lg n_i}} \qquad (4)$$

Concentraţia volumică a particulelor solide în ferofluid este determinată cu relaţia [9]:

$$\varepsilon_v = \frac{\rho_f - \rho_l}{\rho_s - \rho_l} \qquad (5)$$

II.2. Constanta de cuplaj şi formarea lanţurilor

Posibilitatea particulelor de a se cupla şi a forma lanţuri (inele, etc.) este dată de raportul dintre energia de interacţiune magnetică a particulelor şi energia de agitaţie termică[10]; încît constanta de cuplaj este dată sub forma[11] :

$$\lambda = \frac{\mu_0 M^2}{d_h^3 kT} \qquad (6)$$

Formarea lanţurilor este posibilă atunci cînd $\lambda > 1$. Numărul mediu al particulelor din lanţurile formate este determinat de expresia[11]:

$$\bar{n} = \frac{8}{27\, a_1 \lambda^{\nu}} \left(\frac{p\, d_h^3}{2}\right)^{1/2} \cdot e^{a_2 \lambda} \qquad (7)$$

unde $a_1 = 0{,}996$ iar $a_2 = 1{,}6449$

II.3. Scara timpilor caracteristici

Este cunoscut [12,13] că pentru o particulă magnetizabilă fixată, orice deviaţie a momentului magnetic al particulei faţă de poziţia de echilibru conduce la o precesie în jurul cîmpului efectiv cu o frecvenţă Larmour $\omega_0 = \gamma H_{ef}$. Atît timp cît nu acţionează un cîmp de radiofrecvenţă timpul de amortizare a precesiei este:

$$\tau_0 = 1/\alpha \cdot \gamma \cdot H_{ef} \qquad (8)$$

unde $\alpha = 10^{-1} - 10^{-2}$ este constanta de amortizare a precesiei, $\gamma = 8\pi \cdot 10^4$ A/ms este raportul giromagnetic iar H_{ef} este cîmpul rezultant a cîmpului exterior (H) şi a cîmpului de anizotropie (H_a). Pentru $H \ll H_a$ rezultă $H_{ef} = H_a = \frac{2K}{M_s}$ încît pentru particule uniaxiale se obţine:

$$\tau_0 = \frac{M_s}{2\alpha\gamma K} \cong 10^{-9} \text{ s} \qquad (9)$$

Al doilea timp caracteristic care împreună cu τ_0 determină viteza proceselor de relaxare în interiorul particulelor este legat de fluctuaţiile termice ale direcţiei momentului magnetic şi orien - tarea acestuia chiar în absenţa cîmpului pe direcţia de uşoară magnetizare. Acest proces este caracterizat de timpul de relaxare Neel [14] τ_N, dat de expresia:

$$\tau_N = \tau_0 \cdot \sigma^{-\frac{1}{2}} \cdot e^{\sigma} \qquad \sigma = \frac{K \cdot V_m}{k \cdot T} \qquad (10)$$

sau [12,13]:

$$\tau_N = \begin{cases} \tau_0 \cdot \sigma & \text{pentru } \sigma < 1 \\ \tau_0 \cdot \sigma^{-\frac{1}{2}} e^{\sigma} & \text{pentru } \sigma \geq 2 \end{cases} \qquad (11)$$

In ferofluide orientarea la echilibru a momentelor magnetice în cîmpul magnetic, se datoreşte şi rotirii particulelor faţă de lichidul purtător. Acest timp de relaxare este caracterizat de timpul Brownian de difuzie prin relaţia:

$$\tau_B = 3 V_h \eta / kT \qquad (12)$$

III. REZULTATE ŞI DISCUŢII

În cadrul experimentărilor s-a utilizat un ferofluid constînd dintr-o suspensie de particule magnetizabile fine de Fe_3O_4, în petrol stabilizate cu acid oleic într-o concentraţie de 72% acid oleic la 28% particule magnetice, pentru amestecul particule-acid oleic (concentraţie volumetrică).

Ferofluidul analizat are o concentraţie volumetrică a particulelor solide în ferofluid $\varepsilon_v = 0{,}087$, o densitate $\rho_f = 1177$ Kg/m^3 şi o vîscozitate $\eta_f = 4{,}2\ 10^{-3}$ Ns/m^2.

Distribuţia dimensională a particulelor obţinută din micrografiile electronice este prezentată în tabelul I. Pentru această probă diametrul fizic mediu a particulelor din suspensie este $\bar{d}_f = 114{,}2$ Å, iar cel magnetic $\bar{d}_m = 97{,}6$ Å şi o deviaţie standard $\sqrt{V} = 0{,}186$.

Tabelul I

Intervalul fracţiunii	d_i (Å)	F_i %
5- 25	15	1
25- 45	35	4
45- 65	55	7
65- 85	75	9
85-105	95	14
105-125	115	18
125-145	135	27
145-165	155	17
165-185	175	3

Diametrul şi volumul hidrodinamic mediu au fost obţinute din măsurătorile parametrilor dielectrici, prin trasarea experimentală a dependenţei tangentei unghiului de pierderi $tg = \varepsilon''/\varepsilon'$ în funcţie de logaritmul frecvenţei cîmpului

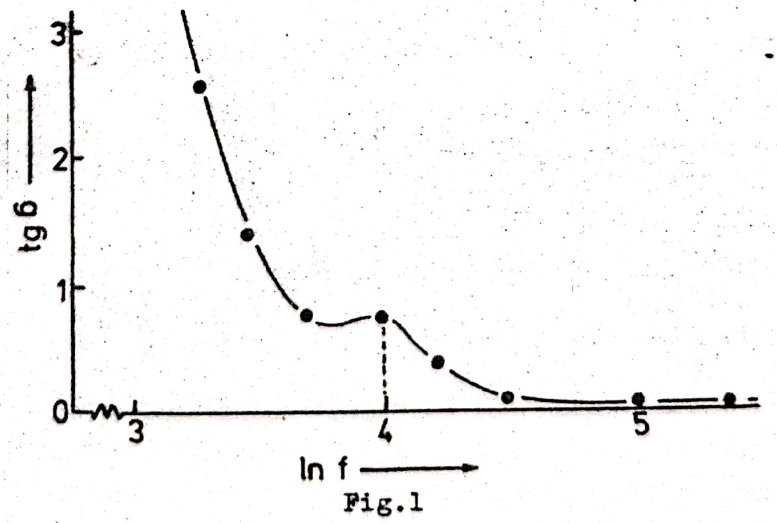


Fig.1

electric (fig.1) şi din condiţia de rezonanţă $\omega \cdot \tau_B = 1$. S-a determi-

nat timpul de relaxare Brownian $\tau_B = 1,6 \times 10^{-5}$s, introdus în expresia (12), pentru diametrul hidrodinamic mediu s-a obţinut valoarea $\bar{d}_h =$ 223 Å (iar pentru volum $\bar{V}_h = 5,8 \times 10^{-24}$ m^3).

Ţinînd cont de volumul magnetic mediu ($\bar{V}_m = 4,86 \times 10^{-23}$m^3), constanta de anizotropie pentru particule uniaxiale ($K=10^5$ J/m^3), ($\tau_0 = 10^{-9}$s) şi $K\bar{V}_m/kT = 11,76 > 2$, pentru timpul de relaxare Neel rezultă $\tau_N = 3,72 \times 10^{-5}$s ceea ce ne arată că în această probă de ferofluid procesele microstructurale sînt caracterizate de timpul de relaxare Brownian întrucît $\tau_B < \tau_N$. Avînd în vedere că magnetizarea de saturaţie a magnetizaţiei este $M_s = 4,5 \times 10^5$A/m, pentru constanta de cuplaj (6) s-a obţinut valoarea $\lambda = 0,1139$, iar pentru numărul mediu al particulelor cuplate în lanţuri valoarea $\bar{n} = 2,4698$.

Remarcăm că parametrii microstructurali evaluaţi prin determinarea dielectrică a diametrului hidrodinamic, sînt comparabili cu cei cunoscuţi din literatura de specialitate determinaţi prin alte metode.

BIBLIOGRAFIE

1. R.E.Rosensweig and J.L.Neuringer,Phys.Fluids, 27, p.1977, (1964).
2. R.E.Rosensweig, J.W.Nestor and R.S.Timmins, AmInst.Chem:Eng. - Chem.Eng.Symp., Nr.5, (1965).
3. R.E.Rosensweig, Nature, 210, p.613, (1966).
4. R.Kaiser and G.Miskolczy,J.Appl.Phys,,vol.41, p.1064, (19707.
5. M.I.Shliomis and Yu.L.Raikher, IEEE Trans.on Mag., V.16,p.237,(80)
6. R.E.Rosensweig, AIAA Journal, vol.4, Nr.10, p.1751, (1966).
7. C.Cotae, Teză de doctorat, CSEN-CFT Iaşi, (1982).
8. I.Mîndru şi D.M.Ceacăreanu,"Chimia coloizilor şi suprafeţelor, metode experimentale", Ed.Tehnică, Bucureşti, p.417, (1976).
9. E.Luca, Gh.Călugăru, R.Bădescu, C.Cotae şi V.Bădescu,"Ferofluidele şi aplicaţiile lor în industrie", Ed.Tehnică, p.336, (1978).
10. B.M.Berkovsky, A.N.Vislovich şi B.E.Kashevsky, IEEE. Trans. on Magnetics, vol.MAG-16, Nr.2, p.329, (1980).
11. D.A.Krueger, IEEE Trans.on Mag., vol.MAG-16, Nr.2, p.251, (1980).
12. M.I.Shliomis, Y. H., vol.112, Nr.3, p.427, (1974).
13. M.A.Martsenyuk, Yu.L.Raikher and M.I.Shliomis, Y.Φ.H. , vol.65, p.834, (1973).
14. L.Neel, C.R.Acad.Sci.Paris, vol.228, p.664, (1949).

STUDIUL ACTIUNII VIBRATIILOR ASUPRA STABILITATII FEROFLUIDELOR

C.COTAE, R.OLARU şi GH.CALUGARU

In lucrare, se studiază din punct de vedere experimental efectul vibraţiilor mecanice de frecvenţă scăzută asupra stabilităţii ferofluidelor nepolare pe bază de hidrocarburi.

Este analizat comparativ efectul de autoconcentrare sub acţiunea vibraţiilor de frecvenţă diferită şi a cîmpului gravitaţional pentru două probe de ferofluid.

I.INTRODUCERE

Ferofluidele sînt suspensii coloidale de particule magnetice într-un lichid purtător stabilizate cu un agent activ de suprafaţă [1]. Pentru ca ferofluidele să rămînă stabile în timp şi spaţiu este necesar ca particulele solide să fie suficient de mici încît mişcarea Browniană şi forţele de repulsie electrostatice, datorate stratului de stabilizant, să se opună forţelor de atracţie (interacţiunea magnetică dipolară, forţele Van der Wals) forţe ce conduc la aglomerarea şi sedimentarea particulelor magnetice.

Cunoaşterea stabilităţii unui ferofluid este necesară atît în procesul de preparare cît şi în diversele aplicaţii practice ale acestora [2] .

Stabilitatea ferofluidelor este un fenomen mult studiat în literatură atît din punct de vedere teoretic [3-7] cît şi experimental [8-11]. Lucrările de specialitate prezintă studii privind stabilitatea ferofluidelor atît în cîmp gravitaţional [9,11], în cîmp magnetic uniform sau gradient de cîmp magnetic [9,11-13] cît şi în cîmp magnetic rotitor [14-16].

Asistent dr.C.Cotae, Asistent R.Olaru, Sef de lucrări dr.Gh. Călugăru, Catedra de Fizică, Institutul Politehnic Iaşi, Splai Bahlui Mal Stîng Nr.63, Corp T, Iaşi, 6600.

Metodele experimentale cunoscute din literatură pentru studiul stabilităţii, sînt metodele optice [12] în cazul coloizilor diluaţi, metoda cîmpului magnetic rotitor [14-16] sau metodele de variaţie a frecvenţei de rezonanţă a unui circuit oscilant prin modificarea inductanţei circuitului [11].

In lucrarea prezentă, este prezentat un studiu experimental privind stabilitatea ferofluidelor sub acţiunea cîmpului gravitaţional şi a vibraţiilor mecanice de frecvenţă scăzută.

II. PROCEDEUL EXPERIMENTAL

Pentru determinarea gradului de autoconcentrare în ferofluide deci a stabilităţii concentraţiei de particule, s-a utilizat un magnetometru de tip Guy [17], modificat [18], cutraductor inductiv.

Studiul distribuţiei de concentraţie în ferofluide s-a făcut într-o coloană verticală de ferofluid aflată în interiorul bobinei sondă. Circuitul rezonant în care se găseşte bobina sondă lucrează la o frecvenţă de rezonanţă (f_r) de 6,938 MHz. Variaţia de frecvenţă $\Delta f = f_r - f_f$ (f_f este frecvenţa de rezonanţă în prezenţa ferofluidului în bobina sondă) este proporţională cu masa de particule magnetice , deci cu concentraţia magnetică a ferofluidului.

Probele de ferofluid utilizate constau din suspensii de particule magnetice de magnetită stabilizate cu acid oleic în petrol. Probele de ferofluid nu au fost purificate în timpul preparării nici în cîmp magnetic şi nici centrifugal , deci conţin şi particule mari în suspensie.

Curbele de etalonare a instalaţiei pentru cele două probe de ferofluid sînt reprezentate în figura 1, şi constau din reprezentarea variaţiei frecvenţei relative de rezonanţă funcţie de concentraţia volumică relativă a particulelor solide, $\Delta f/f_r = f(\varepsilon/\varepsilon_o)$, unde ε_o reprezintă concentraţia volumică iniţială.

Coloana de ferofluid analizată a fost supusă timp de 30 minute la vibraţii mecanice, în lungul axei coloanei, produse cu un traduc-

tor electromecanic cu amplitudinea de $25 \cdot 10^{-5}$ m. Coloana are o lungime de $16 \cdot 10^{-2}$ m şi un diametru de $8 \cdot 10^{-3}$ m.

Inaintea efectuării măsurătorilor, după acţiunea vibraţiilor coloana a fost lăsată pentru 90 de minute în cîmp gravitaţional.

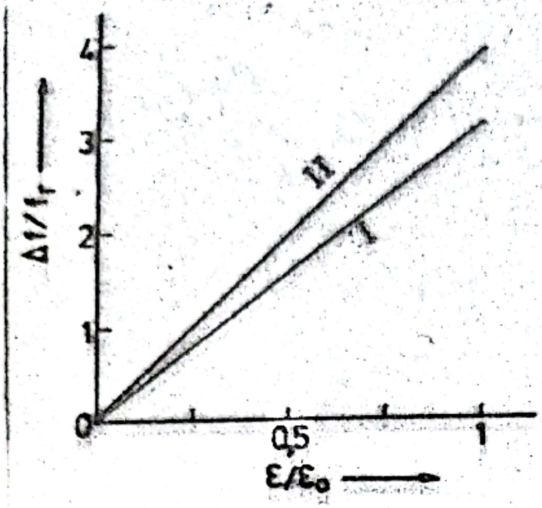


Fig.1.

III. REZULTATE EXPERIMENTALE SI DISCUTII

In figura 2 este reprezentat profilul concentraţiei unei coloane de ferofluid pe bază de petrol cu concentraţia volumetrică iniţială a fazei solide $\varepsilon_o = 0,112$. Curba 1 reprezintă profilul concentraţiei în coloana de ferofluid la momentul iniţial. Curba 2 corespunde numai sedimentării timp de 120 minute în cîmp gravitaţional a ferofluidului I, iar curba 3 este trasată pentru o coloană de ferofluid supusă la vibraţii mecanice timp de 30 minute, la o frecvenţă de 25 Hz şi 90 de minute în cîmp gravitaţional.

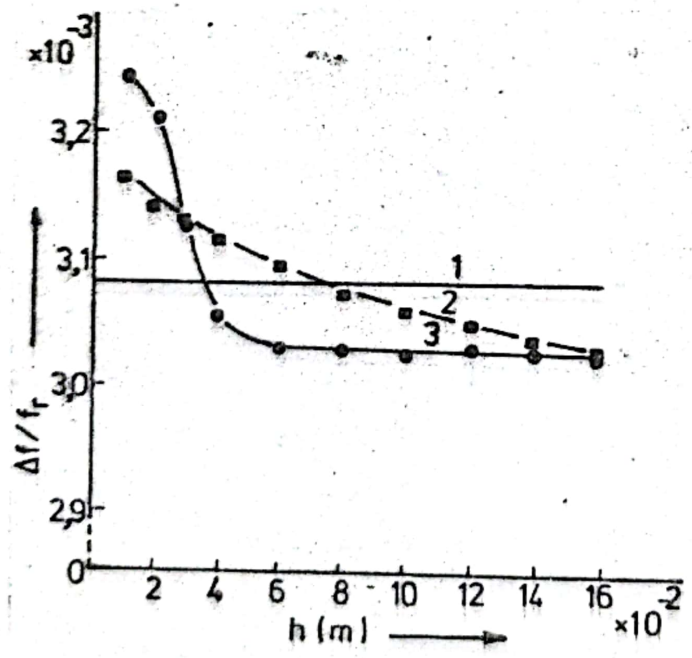


Fig.2.

Curbele reprezentate în figura 3 corespund unei probe de ferofluid cu concentraţia volumetrică a fazei solide iniţiale $\varepsilon_o = 0,16$.

Curba 1 reprezintă profilul concentraţiei în coloana de ferofluid (II) la momentul iniţial. Curba 2 corespunde probei II vibrate la la o frecvenţă de 10 Hz timp de 30 minute după care pentru 90 de minute este lăsată în cîmp gravitaţional. Curba 3 corespunde probei II vibrată la 25 Hz timp de 30 minute şi lăsată în cîmp gravitaţional timp de 90 de minute.

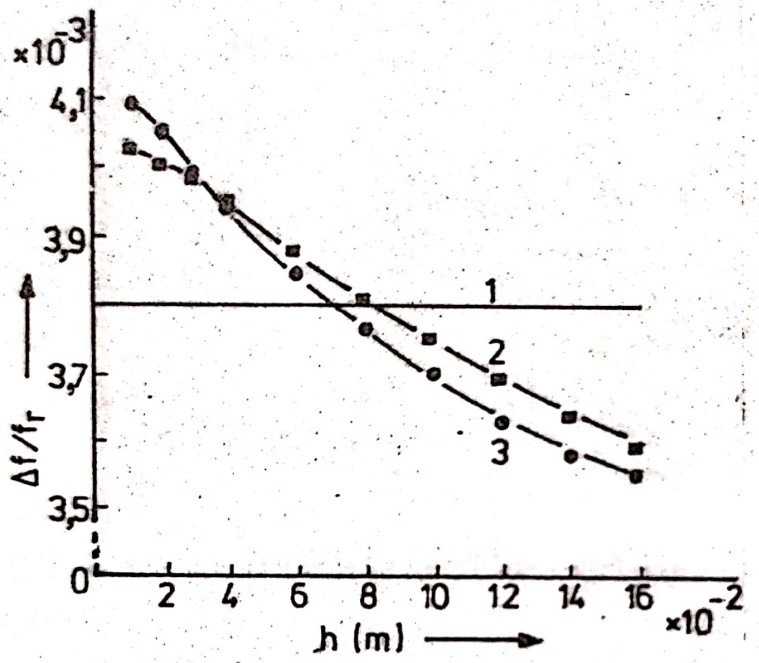


Fig.3.

Din analiza curbelor prezentate în figurile 2 şi 3 rezultă că sub acţiunea vibraţiilor, profilul concentraţiei este asemănător cu cel obţinut la expunerea coloanei de ferofluid în cîmp magnetic [11].

Se constată că că profilul concentraţiei unei coloane de ferofluid este dependent de frecvenţa de vibraţie aplicată figura 2;3, şi că efectul de autoconcentrare sub acţiunea vibraţiilor creşte faţă de cîmpul gravitaţional.

Maximul de concentraţie se plasează la baza coloanei de ferofluid şi se întinde pe o înălţime mai mare în cazul ferofluidelor concentrate (figura 3, - proba II), pînă la 4 - 6 cm, faţă de ferofluidele cu concentraţia de particule mai redusă (figura 2, - proba I) cînd maximul se întinde pînă la 2-3 cm.

Rezultă că vibraţiile favorizează apropierea dintre particule, aglomerarea acestora în agregate (lanţuri inele etc.), şi sedimentarea lor. Se evidenţiază o puternică aglomerare, în cazul ferofluidelor de concentraţie scăzută, sub acţiunea vibraţiilor , apare un

maxim de concentraţie la partea inferioară, în rest concentraţia fiind aproape constantă (fig.2), în timp ce în cazul ferofluidelor cu concentraţia ridicată există o scădere a concentraţiei de la valoarea maximă aproape liniară.

BIBLIOGRAFIE

1. E.Luca, Gh.Călugăru, R.Bădescu, C.Cotae şi V.Bădescu,"Ferofluidele şi aplicaţiile lor în industrie",Ed.Tehnică, p.336, (1978).
2. E.E.Bibic, I.S.Lavrov, Koloidnîi Jurnal, vol.28, p.326, (1966).
3. E.E.Bibic, I.S.Lavrov, Koloidnîi Jurnal, vol.27, p.652, (1965).
4. E.E.Bibic, I.S.Lavrov, Koloidnîi Jurnal, vol.26, p.391, (1964).
5. P.G. deGennes and P.A.Pincus, Phys. of Condensed Matter, vol.11, p.189, (1970).
6. D.A.Krueger, J.Coll.Interface Sci., vol.70, p.588, (1979).
7. W.H.Liao and D.A.Krueger, J.Coll.Interface Sci., vol.70, p.564, (1979).
8. C.F.Hayes, J.Coll.Interface Sci., vol.52, p.239, (1975).
9. D.A.Krueger, IEEE Trans.on Magnetics, vol-MAG 16, p.251, (1980).
10. J.Popplewell, S.W.Charles and S.R.Hoon, IEEE Trans.on Magnetics, vol. MAG-16, p.191, (1980).
11. E.A.Peterson, D.A.Krueger, M.P.Perry and T.B.Jones, AIP Conference Proceding, Nr.24, p.560, (1975).
12. E.E.Bibic, I.S.Lavrov, Koloidnîi Jurnal, vol.32, p.483, (1970).
13. E.E.Bibic, Jurnal Prikladnoi Himiia, vol.45, p.585, (1970).
14. E.E.Bibic, A.A.Simonov, Injner Fiziceskii Jurnal, vol.22, p.343, (1972).
15. E.E.Bibic, V.E.Skobocikin, Injner Fiziceskii Jurnal, vol.22, p.688, (1972).
16. E.E.Bibic, A.A.Simonov, V.E.Skobocikin, I.S.Lavrov, Koloidnîi Jurnal, vol.33, p.90, (1971).
17. S.M.Guy, J.Sci.Instr., vol.6, p.1170, (1973).
18. R.Olaru, C.Cotae, Gh.Călugăru şi E.Luca, Bull.Inst.Politechnic Iaşi, vol.XXVIII(XXXII), Fasc.1-4, S.III, p.37, (1982).

Scanned with OKEN Scanner

PROFILUL INTERFETEI UNUI FEROFLUID IN JURUL UNUI CURENT LINIAR

C.COTAE, GH.CALUGARU şi R.OLARU

In lucrare se studiază forma profilului interfeţei dintre un ferofluid şi un lichid nemagnetic şi nemiscibil cu acesta în cîmpul creat de un curent electric liniar vertical.

Este prezentată o relaţie ce descrie forma profilului interfeţei şi se face o comparaţie a rezultatelor experimentale cu cele calculate.

I. INTRODUCERE

Forma interfeţei libere a unui ferofluid datorită presiunii magnetice create de cîmpul magnetic a unui curent liniar vertical, este analizată atît din punct de vedere teoretic cît şi experimental într-un număr restrîns de lucrări de specialitate [1 - 7] . Analiza acestui fenomen în vederea utilizării practice pentru pompe neconvenţionale este făcută în lucrarea [7] .

In lucrările [1-4] se studiază forma suprafeţei libere, în cîmp magnetic variabil spaţial, cîmp generat de curenţi continui deci constanţi în timp . In lucrările [5,6] este analizat cazul cîmpurilor magnetice variabile în timp şi spaţiu, cîmpuri generate de curenţi liniari alternativi.

In prezenta lucrare este prezentată o relaţie stabilită pentru descrierea formei interfeţei dintre un ferofluid şi un lichid nemagnetic şi nemiscibil, în prezenţa unui cîmp magnetic creat de un curent liniar vertical, alternativ şi se face o comparaţie a rezultatelor experimentale cu cele teoretice.

Asistent dr.C.Cotae, Sef lucrări dr.Gh.Călugăru, Asist.R.Olaru

Catedra de Fizică, Institutul politehnic Iaşi, Splai Bahlui Mal Stîng Nr.63, Corp T, 6600, Iaşi

II. ASPECTE TEORETICE

Plecînd de la conservarea energiei [1], de la echilibrul dat de forţele datorate presiunii hidrostatice cu forţele datorate tensiunilor de suprafaţă de tip Maxwell care acţionează normal la suprafaţă [2] sau plecînd de la echilibrul densităţii de volum a forţelor rezultante care se exercită asupra ferofluidelor plasate în cîmp gravitaţional şi magnetic, în condiţii de echilibru static (cînd ferofluidul este presupus omogen ρ = ct, cu η = 0, ∇ = 0, incompresibil şi izoterm) [4], s-a stabilit ecuaţia care descrie forma suprafeţei libere dintre un coloid magnetic şi aer sub forma:

$$p_o + \rho_f g z - \mu_{o_0} \int_{M \cdot dH}^{H} = ct \qquad (1)$$

Pentru stabilirea formei interfeţei dintre un lichid magnetic şi unul nemagnetic, am considerat un ferofluid ce satisface condiţiile impuse în lucrările [1,2,4] de densitate ρ_1 şi magnetizaţie $M_1 \neq 0$ şi un lichid nemiscibil de densitate ρ_2 şi magnetizaţie($M_2 = 0$) nulă. In aceste condiţii relaţia (1) este necesar a se completa cu termenul datorat presiunii gravitaţionale a lichidului nemagnetic astfel încît se obţine:

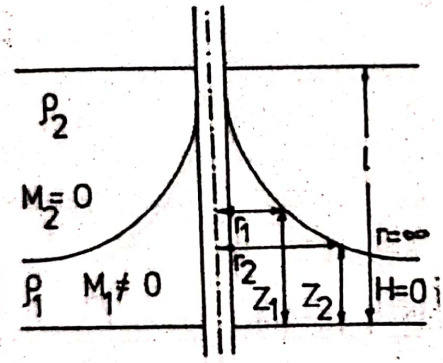


Fig.1.

$$p_o + \rho_1 g Z_1 + \rho_2 g(1 - Z_1) - \mu_{o_0} \int_{M \cdot dH}^{H} = ct \qquad (2)$$

Pentru două puncte situate la distanţele r_1 şi respectiv r_2 de axa curentului vertical (fig.1) pentru denivelarea $\Delta Z = Z_1 - Z_2$ se obţine:

$$\Delta Z = \frac{\mu_o}{(\rho_1 - \rho_2) g} \cdot \int_{H_2}^{H_1} M \cdot dH \qquad (3)$$

Utilizînd pentru magnetizaţie expresia dată de teoria superparamagnetismului adaptată pentru ferofluide [8,9], relaţia (3) capătă forma:

$$\Delta Z = \frac{kT}{(\rho_1 - \rho_2)g} \sum_i \left\{ \left[\ln \frac{H_2}{H_1} \; \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{\mu_o V_m M_s H_1}{kT}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{\mu_o V_m M_s H_2}{kT}\right)} \right] \frac{n_i}{\sum_i n_i V_i} \right\} \qquad (4)$$

pentru $r_2 = \infty$ şi deci $H_2 = 0$ relaţia (4) poate fiscrisă astfel:

$$\Delta Z = \frac{kT}{(\rho_1 - \rho_2)g} \sum_i \left\{ \left[\ln \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{\mu_o V_m M_s H_1}{kT}\right)}{\frac{\mu_o V_m M_s H_1}{kT}} \right] \frac{n_i}{\sum_i n_i V_i} \right\} \qquad (5)$$

III. PROCEDEUL EXPERIMENTAL

Dispozitivul experimental a constat dintr-o instalaţie ferrotester cu auxiliarul TR-9804/A. Această instalaţie permite obţinerea şi măsurarea unor curenţi alternativi cu frecvenţa de 50 Hz şi intensitatea variind între 0 şi 2000 A. Curentul a fost obţinut într-o tijă cu diametrul de 5 mm şi înălţimea de 80 mm, ce străbate un vas de sticlă cu diametrul de 60 mm şi înălţimea de 40 mm.

Pentru experimentări s-a folosit cu particule magnetizabile de magnetită în bază de petrol cu concentraţia volumetrică a fazei solide $\varepsilon = 0{,}1286$, stabilizat cu acid oleic.

Distribuţia dimensională a particulelor din ferofluid obţinută din microscopia electronică este prezentată în tabelul I.

Tabelul I.

Intervalul fracţiunii (Å)	$\bar{d}_i$ (Å)	F_i %
5 - 25	15	1
25 - 45	35	4
45 - 65	55	7
65 - 85	75	9
85 - 105	95	14
105 - 125	115	18
125 - 145	135	27
145 - 165	155	17
165 - 185	175	3

In cadrul experimentărilor curentul a fost variat în domeniul 0 - 500 A, domeniu în care forma profilului suprafeţei libere a unui ferofluid este aceiaşi atît în cîmp continuu cît şi în cîmp alternativ [5-7].

In figura 2 este prezentată forma profilului interfeţei

ferofluidului, cînd în partea superioară avem un strat de apă distilată.

IV. REZULTATE SI DISCUTII

In figura 3 este reprezentată dependenţa denivelării ΔZ între un punct la distanţa $r = 10^{-2}$m, faţă de axa firului şi unul la $r = \infty$, funcţie de intensitatea curentului din fir, cînd deasupra ferofluidului se găseşte apă distilată. Cu linie continuă este reprezentată curba obţinută prin calcul cu ajutorul relaţiei (5) iar cu puncte valorile experimentale.

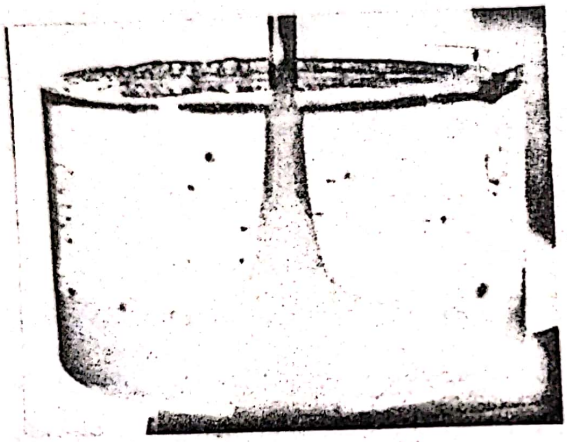


Fig.2.

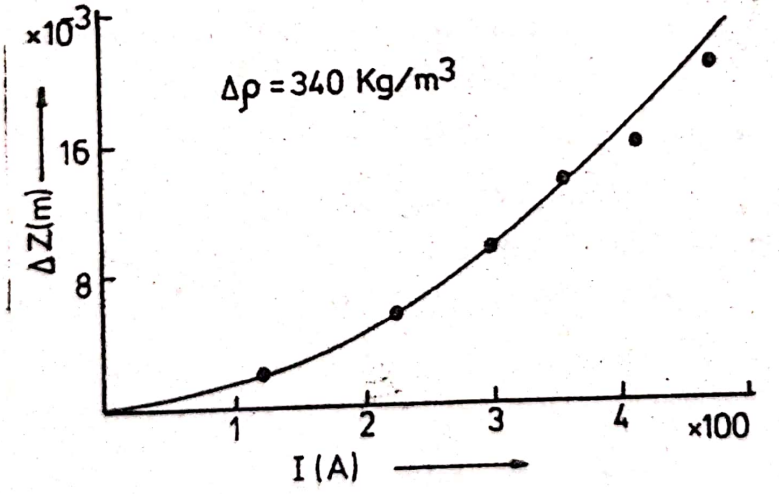


Fig.3.

Din comparaţia valorilor experimentale cu cele calculate rezultă un bun acord între acestea.

La fel ca şi în cazul suprafeţei libere pentru care semnalam [5-7] apariţia unei instabilităţi a suprafeţei cu creşterea curentului şi în acest caz aceasta apare dar la valori inferioare ale curentului electric din fir.

In cazul cînd se găseşte un lichid nemagnetic şi nemiscibil deasupra ferofluidului se evidenţiază şi apariţia unor unde care se propagă la suprafaţa lichidului nemagnetic de la firul purtător de curent spre peretele vasului. Lungimea de undă a acestor unde creşte cu creşterea curentului din fir.

Considerăm că apariţia acestor unde se datoreşte faptului că în cîmp alternativ într-un sfert de perioadă ferofluidul urcă pe fir, ca în următorul să coboare [5,6], situaţie în care ferofluidul constituie o sursă de oscilaţie cu o frecvenţă dublă faţă de curentul din fir.

V. CONCLUZII

In această lucrare este propusă o relaţie de calcul pentru variaţia înălţimii profilului interfeţei dintre un ferofluid şi un lichid nemagnetic. Experenţa arată un bun acord între valorile experimentale şi cele calculate.

Este evidenţiat un fenomen de instabilitate ce apare la valori mai mici ale curentului din fir decît în cazul suprafeţei libere, cît şi apariţia undelor la suprafaţa lichidului nemagnetic.

BIBLIOGRAFIE

1. L.J.Neuringer and R.E.Rosensweig,Phys.Fluids, v.7, p.1927, (1964).
2. D.A.Krueger and T.B.Jones,Phys.Fluids, v.17, Nr.10, p.1831, (1974).
3. M.B.Berkovskii and P.L.Orlov, Magnitnaia Ghidrodinamica, Nr.4, p.38, (1973).
4. I.De Sabata, Lucrări Stiinţifice, Seria A, p.5, (1976-1977).
5. Gh.Călugăru, E.Osadeţ, C.Cotae and D.Zoler, a-II-a Conf.Naţională de magnetism, 27-28 dec.Iaşi, p.43, (1979).
6. Gh.Călugăru, C.Cotae şi D.Zoler, E.Osadeţ, Czech.J.Phys., B.31, p.109, (1981).
7. C.W.Miller, Sibley School of Mechanical and Aerospace Engineering Cornell University Ithaca, New York,Final Technical Report, (1973).
8. R.Kaiser and G.Miskolczy, J.Appl.Phys, vol41, p.1064, (1970).
9. E.Luca, Gh.Călugăru, R.Bădescu, C.Cotae şi V.Bădescu, "Ferofluide- le şi aplicaţiile lor în industrie", Editura Tehnică, Bucureşti, p.31, (1978).

Scanned with OKEN Scanner

APLICATII ALE LICHIDELOR MAGNETICE IN DOMENIUL TRADUCTOARELOR

R.OLARU, C.COTAE, GH.CALUGARU şi O.BALTAG[x]

Se prezintă stadiul actual în domeniul traductoarelor pe bază de lichide magnetice, cu referire la realizările autorilor în acest domeniu.

INTRODUCERE

Un domeniu aparte de aplicaţii ale lichidelor magnetice îl constituie traductoarele pentru sesizarea şi măsurarea unor mărimi neelectrice în special, prin traducerea acestora în mărimi electrice de obicei. Unele realizări în domeniu [1-7], denotă interesul specialiştilor pentru această utilizare a lichidelor magnetice care, în unele situaţii, prezintă avantaje în raport cu traductoarele de măsură clasice.

1. TRADUCTOR DE CIMP MAGNETIC

In figura 1 este prezentată schiţa unui traductor pentru măsurarea cîmpului magnetic sau a curenţilor continui intenşi din circuitele electrice [1]. Dispozitivul este alcătuit dintr-un recipient 1 care conţine un lichid magnetic a, în care este cufundată tija indicatoare 2, alcătuită din material nemagnetic (alamă) şi o bobină de inductanţă 3, aflată la partea superioară şi în care pătrunde capătul superior al tijei.

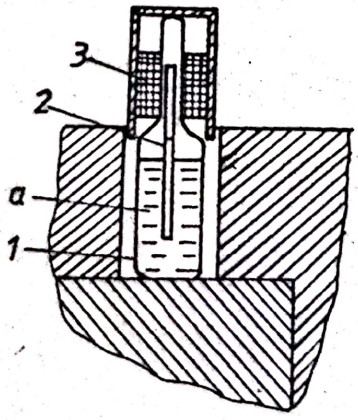


Fig.1.

Asist.Ing.R.Olaru, Facultatea de Electrotehnică, I.P.Iaşi,
Asist.dr.C.Cotae, Sef lucr.dr.Gh.Călugăru, Catedra de Fizică, I.P.Iaşi
Cerc.St.pr.dr.în fizică O.Baltag, C.F.T. Iaşi.

Gradul de cufundare a tijei în lichid depinde de densitatea lichidului magnetic. In prezenţa unui cîmp magnetic, densitatea aparentă creşte şi tija se ridică în sus cu atît mai mult cu cît intensitatea cîmpului este mai mare. Tija poate fi gradată şi indică direct cîmpul magnetic sau, pentru mărirea preciziei, se foloseşte bobina de inductanţă 3, care îşi modifică inductanţa în funcţie de gradul de pătrundere a tijei în bobină.

2. TRADUCTOR ELECTROMECANIC

In figura 2 este prezentată schiţa unui dispozitiv electromecanic care produce forţe mecanice şi deplasări la aplicarea unor tensiuni electrice [2]. Dispozitivul, denumit de autorii săi solenoid cu ferofluid, este alcătuit dintr-o capsulă sferică din material elastomer 1, ce conţine un ferofluid 2, în care se găseşte o bobină 3 ce primeşte din exterior semnale electrice.

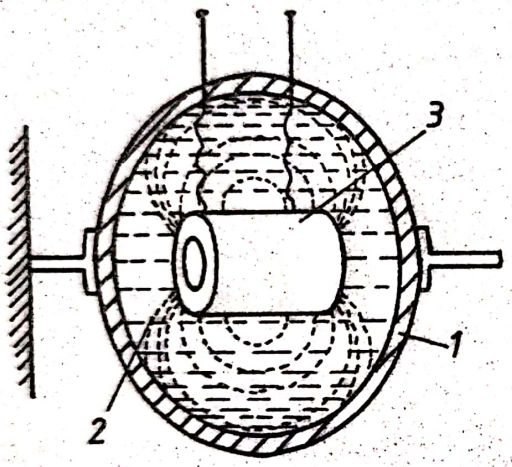


Fig.2.

Datorită distribuţiei cîmpului magnetic în ferofluidul din capsulă, aceasta se distorsionează pe direcţiile axială şi radială ale bobinei. Variaţii ale curentului de intrare produc corespunzător variaţii în gradul de distorsionare a capsulei. Dispozitivul poate fi utilizat şi ca traductor de forţe şi deplasări, furnizînd un semnal electric.

3. DETECTOR DE NIVEL PENTRU LICHIDE

Nivelul de lichid dintr-un recipient se poate detecta cu un traductor ce are schema de principiu prezentată în figura 3 [3]. Detectorul cuprinde o carcasă cilindrică închisă 1, plasată coaxial într-un magnet inelar sau toroidal 2. Carcasa şi magnetul se pot deplasa între ele. Spaţiul între cutie şi magnet este umplut cu un lichid magnetic care e reţinut în cîmp magnetic şi care se comportă ca

un excelent lubrefiant şi totodată, împiedică deplasarea laterală a celor două organe, crescînd precizia dispozitivului. Unul din organe e fix, iar celălalt se poate deplasa odată cu nivelul de lichid. Înfăşurarea cu priză mediană 4 serveşte ca mijloc de detecţie electrică a poziţiei relative dintre organe prin cuplarea celor două capete ale înfăşurării la un circuit de măsură corespunzător (punte de

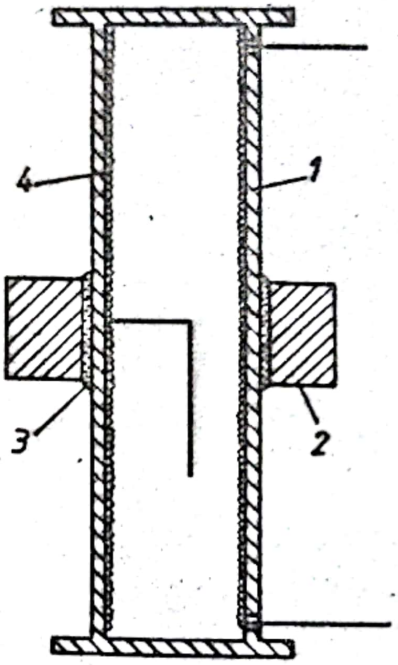


Fig.3.

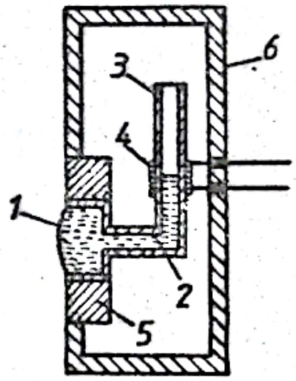


Fig.4.

de măsură, circuite cu transformator diferenţial şi indicator de nul etc.).

4. INDICATOR DE PRESIUNE

Indicatorul de presiune din figura 4. [4] se poate folosi la detecţia sau măsurarea presiunii sau a presiunii diferenţiale. Dispozitivul cuprinde un recipient 3 în care se găseşte ferofluidul 2, un magnet inelar 5, o membrană elastică 1, o înfăşurare de semnal 4 şi o cutie închisă 6. Deformaţia membranei elastice datorită presiunii, produce modificarea nivelului ferofluidului din interiorul bobinei, deci a permiabilităţii medii a miezului bobinei. Măsurarea semnalului electric se poate face cu punţi inductive, transformatoare diferenţiale, etc.. Magnetul permanent serveşte la reţinerea ferofu-

idului pentru a nu scăpa în cutia 6. Acest tip de indicator de presiune înlătură unele deficienţe ale indicatoarelor clasice de presiune cu diafragmă metalică şi anume; deformaţii relative ale membranei în funcţionare care produc fenomene de histerezis şi de nereproductibilitate a măsurătorilor, erori induse de către legăturile mecanice ale captorilor de presiune şi altele.

Variante constructive ale ale dispozitivului prezentat servesc ca indicatoare de nivel sau de presiune.

5. TRADUCTOR DE VIBRATII SI ACCELERATII

Un astfel de traductor pe bază de lichid magnetic descris în [5]are schema de principiu din figura 5 care cuprinde şi sistemul de

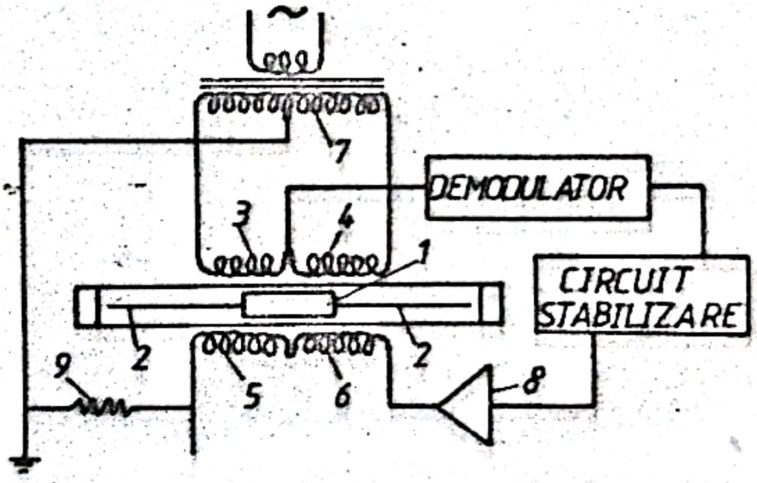


Fig.5.

măsură.

Accelerometrul conţine un mic miez magnetic sub formă de bară 1, situat într-un recipient tubular umplut cu un lichid magnetic. Magnetul are la capete fixate cîte o vergea metalică pentru stabilizarea poziţiei. Infăşurările de semnal 3 şi 4 formează împreună cu înfăşurarea 7 cu priză mediană, o punte de inductanţe alimentată la frecvenţa de 1 KHz cu o tensiune sinusoidală. Deplasările axiale ale magnetului induc tensiuni faţă de masă în punctul comun al bobinelor 3 şi 4, care sînt demodulate, trecute printr-un circuit de stabilizare, iar apoi prin amplificatorul 8 se alimentează bobinele de pute-

re 5 şi 6 legate în opoziţie. Aceste bobine servesc la menţinerea şi readucerea magnetului în poziţie mijlocie. Curentul care circul prin bobinele de putere este proporţional cu intensitatea vibraţiilor şi deci pe rezistenţa 9 se culege o tensiune continuă proporţională în amplitudine cu vibraţiile suportate de traductor.

6. TRADUCTOR DE INCLINARE

Poziţia orizontală sau înclinarea în raport cu această poziţie se pot sesiza şi măsura cu ajutorul unor traductoare de înclinare cu lichid magnetic, uni şi biaxial [6,7]. In[6]se descrie în principiu un traductor uniaxial (fig.6). Acesta este alcătuit dintr-un recipient cilindric din material nemetalic, umplut parţial cu lichid magnetic, pe care se găseşte o înfăşurare primară de excitaţie şi două înfăşurări secundare legate în serie-opoziţie, de pe care se culege tensiunea diferenţială U_D. In poziţie orizontală U_D este zero. La înclinarea traductorului, datorită umplerii cu lichid magnetic în mod diferit a celor două înfăşurări secundare, tensiunile induse în ele nu mai sînt egale şi apare o tensiune U_D diferită de zero şi proporţională cu înclinarea.

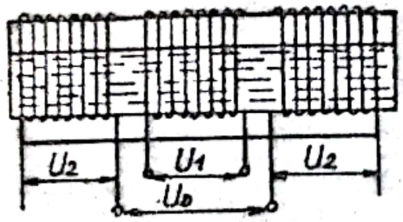


Fig.6.

Prin abordarea teoretică,un astfel de traductor[8] poate fi optimizat în baza relaţiei de sensibilitate definită ca raportul dintre variaţia tensiunii diferenţiale U_D şi variaţia corespunzătoare a unghiului de înclinare α ($S = \Delta U_D/\Delta\alpha$):

$$S = \frac{8}{\pi}\chi\frac{L}{D}U_2\sqrt{\frac{h}{D}\left(1-\frac{h}{D}\right)},$$

unde χ este susceptivitatea magnetică a lichidului magnetic, L - lungimea mediană între înfăşurările secundare, D diametrul recipientului cilindric, h înălţimea de umplere cu ferofluid, U_2 tensiunea indusă într-o înfăşurare secundară.

Sensibilitatea unui astfel de traductor poate fi îmbunătăţită deci prin utilizarea unui lichid magnetic cu susceptivitate ridicată,

prin mărirea tensiunii secundare U_2, şi a raportului L/D cît şi prin alegerea corespunzătoare a gradului de umplere cu ferofluid.

In stabilirea relaţiei s-a considerat $\sin\alpha = \alpha_{rad}$, deci traductorul furnizează o tensiune liniară cu înclinarea ($U_D = \delta\alpha$) pentru unghiuri mici (fig.7). In figură 8 s-a reprezentat variaţia sensibilităţii cu concentraţia raportată (sau χ/χ_0) a ferofluidului.

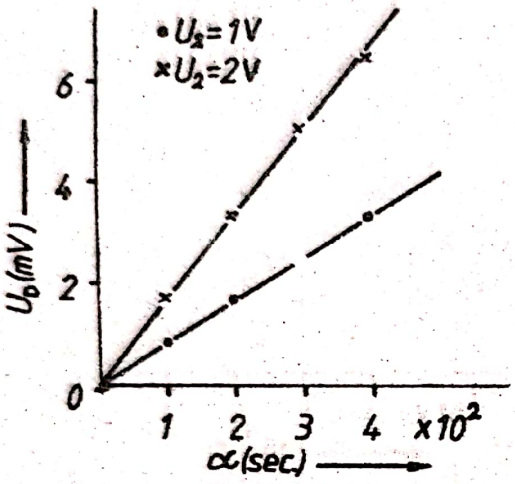


Fig.7.

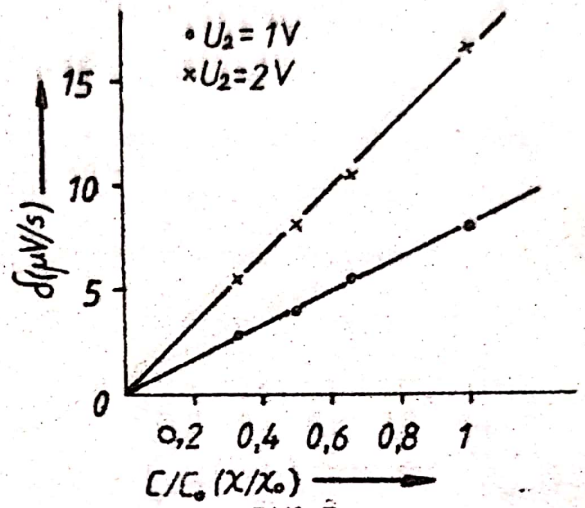


Fig.8.

Cu un astfel de traductor de înclinare, autorii au realizat o nivelă electronică [9], care pe scara cea mai sensibilă, poate sesiza o înclinaţie faţă de orizontală de 2,5 secunde de arc (12 um/m).

BIBLIOGRAFIE

1. A.N.SOBOLEV, J.P.SOSNIKOV, Patent S.S.S.R., 558 234, (1977).
2. J.C.FLETCHER,E.E.SABELMAN, U.S.Patent 3 750 067, (1973).
3. J.P.CARRICO, Patent Franţa, 76 01770, (1976).
4. J.P.CARRICO, Patent Franţa 76 03958, (1976).
5. M.K.RUSSEL, A.W.RUSSEL, U.S.Patent 4 047 439, (1977).
6. W.W.STRIPLING, H.V.WHITE,J.S.HUNTER, U.S.Patent 3 839 904, (1974).
7. CH.D.NOYT, U.S.Patent, 4 023 278, (1977).
8. R.OLARU, C.COTAE, I.GROSU and GH.CALUGARU, în curs de apariţie la: J.of Magnetism and Magnetic Materials, (1983).
9. R.OLARU,O.BALTAG, C.COTAE, GH.CALUGARU, Simpozionul de tehnologie electronică şi fiabilitate, Iaşi, 1-3 dec., p.465-468, (1983).
10. R.OLARU,GH.CALUGARU,C.COTAE,"Cercetări privind realizarea unor traductoare cu ferofluid, contract intern I.P.Iaşi, Raport p.12-17. (1981).